Académie des sciences (France). Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'Académie des sciences. 1943.

# COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

# DES SÉANCES

# DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

# COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

# DES SÉANCES

# DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

**PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.**

**TOME DEUX-CENT-DIX-SEPTIÈME.**

JUILLET — DÉCEMBRE **1943**.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE

DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

Quai des Grands-Augustins, 55.

—

**1943**

# COMPTES RENDUS

## DES SÉANCES

## DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

### SÉANCE DU LUNDI 5 JUILLET 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

MÉTALLURGIE. — *L'influence des facteurs physicochimiques et structuraux sur la forgeabilité des métaux et alliages.* Note de MM. **Albert Portevin** et **Paul Bastien**.

Nous avons montré ([1]) qu'il était possible de caractériser par des essais de laboratoire la forgeabilité des alliages légers et ultralégers à l'aide de deux séries d'essais de flexion à températures échelonnées, effectuées l'une à faible vitesse de déformation (flexion statique), l'autre à vitesse élevée (flexion dynamique ou par choc). La comparaison des résultats obtenus permet de qualifier le comportement des alliages aux divers modes de déformation plastique industriellement utilisés.

Si l'on se propose, non plus de rechercher les possibilités et conditions de forgeabilité d'un alliage, mais de trouver l'influence sur cette propriété complexe d'un facteur isolé, tel que la grosseur de la cristallisation, la présence d'impuretés etc., on peut se contenter d'effectuer un seul type d'essai; dans ce cas l'essai le plus sensible est celui de flexion par choc, en raison de sa sévérité plus grande due à la vitesse élevée de déformation mise en jeu.

*Influence des additions sur la forgeabilité des métaux purs.* — D'une étude très étendue de la forgeabilité de gammes d'alliages légers Al-Cu, Al-Mg, Al-Cu-Fe, Al-Si et d'alliages ultralégers Mg-Cu et Mg-Al, il résulte que

([1]) *Comptes rendus*, 209, 1936, p. 2072.

l'aptitude au travail à chaud des métaux purs, aluminium ou magnésium, se trouve plus ou moins atténuée dans les solutions solides. Les solutions solides à considérer sont d'ailleurs celles existant à chaud. Il est possible d'obtenir, à l'aide des courbes de flexion statique, une évaluation de la pression d'écoulement plastique des alliages à chaque température; les essais montrent que l'incorporation d'un élément entrant en solution solide provoque une élévation des pressions d'écoulement (²); cette remontée est particulièrement importante dans les solutions solides Al-Mg et Mg-Al.

Lorsque la teneur en métal d'addition dépasse la limite de saturation de la solution solide pour la température considérée, l'aptitude de l'alliage au travail à chaud dépend essentiellement du constituant hors de solution, de sa nature, de sa forme (globulaire ou lamellaire), de sa répartition et de sa malléabilité propre à température élevée. C'est ainsi que les alliages aluminium-cuivre et magnésium-cuivre ont une forgeabilité satisfaisante dans les domaines à deux phases $Al + Al^2Cu$ et $Mg + Mg^2Cu$; au contraire la forgeabilité des alliages aluminium-magnésium et magnésium-aluminium est notablement abaissée dans les domaines à deux phases $Al + Al^3Mg^2$ et $Mg + Mg^3Al^2$; de même les alliages Al + 6,5 % Si et Al + 13 % Si, formés de deux phases aluminium et silicium, ne possèdent qu'un intervalle étroit de températures dans lequel leur travail à chaud est possible ; ceci est probablement en relation avec la présence de cristaux eutectiques de silicium, élément dur et extrêmement peu malléable.

*Influence de la pureté des métaux constituants sur la forgeabilité des alliages.* — Les impuretés, et notamment celles généralement non dosées, ont une

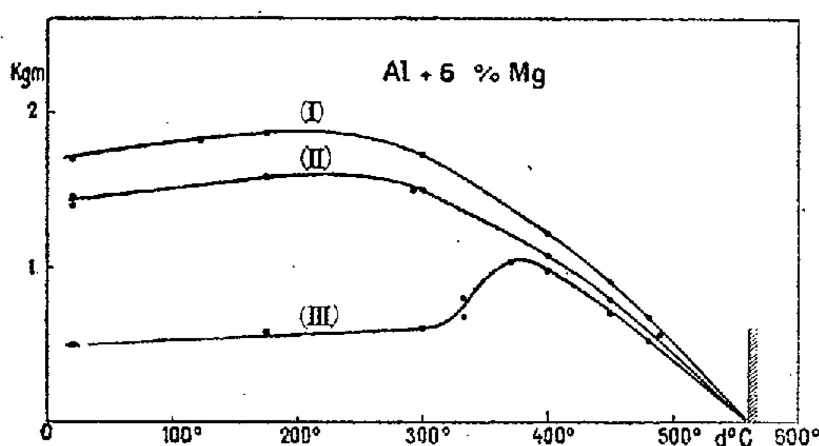


Fig. 1.

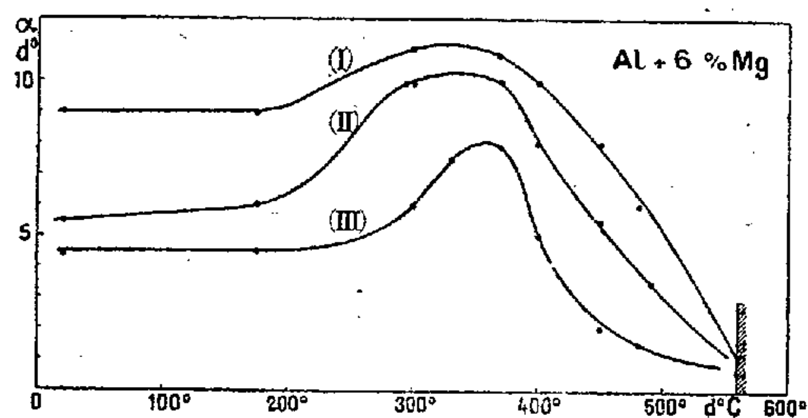


Fig. 2.

influence défavorable sur la forgeabilité de certains alliages légers; c'est ainsi que trois alliages d'aluminium à 6 % Mg et 0,5 % Mn, à teneurs analogues en silicium et fer et différant par la qualité des métaux de départ, ont une zone à grande capacité de déformation plus étroite, et par suite une forgeabilité diminuée, de la courbe (I) à la courbe (III), c'est-à-dire lorsque la pureté des matières d'entrée baisse.

(²) Fait général en accord avec d'autres observations, notamment de Kurnakow.

*Influence de la grosseur de la cristallisation.* — Nous avons fait varier la grosseur de la cristallisation de plusieurs gammes d'alliages bruts de coulée :

*a.* par solidification rapide ou lente;

*b.* par addition d'un élément affinant tel que le titane (action d'un élément provoquant, au cours de la solidification, une réaction péritectique).

Dans tous les cas il a été constaté que, pour un alliage donné, la zone des grandes déformations plastiques, c'est-à-dire l'intervalle optimum de travail à chaud, est plus étendue lorsque la cristallisation est fine (*fig.* 3 et 4).

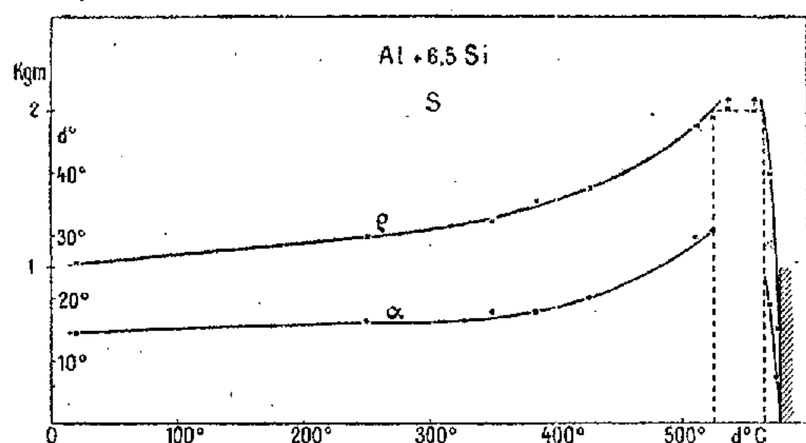



Fig. 3.
Alliage à cristallisation grossière.

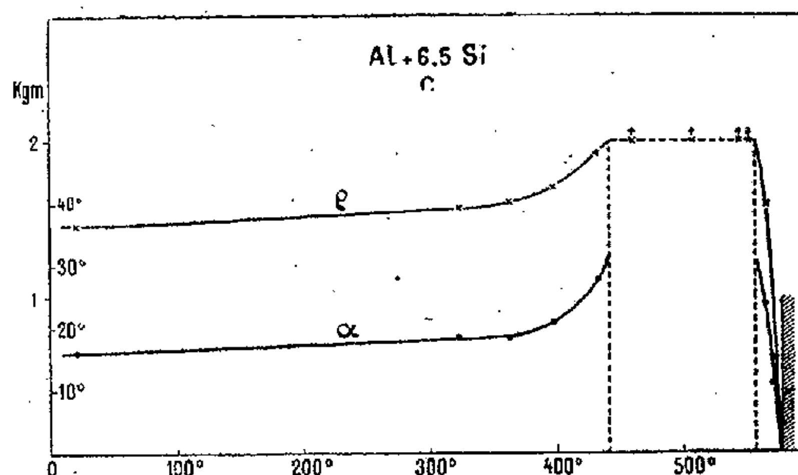



Fig. 4.
Alliage à cristallisation fine.

*Influence du degré de corroyage.* — Nous avons effectué des essais de flexion par choc, à températures échelonnées, sur des éprouvettes prélevées, à chaque stade, dans une plaque en alliage aluminium-magnésium ayant subi, par laminage, des réductions d'épaisseur successives. Ceci a montré que, pour une température donnée, le travail et l'angle de rupture croissent avec le corroyage $r$ (³) d'abord rapidement, puis ensuite plus lentement; cette augmen-

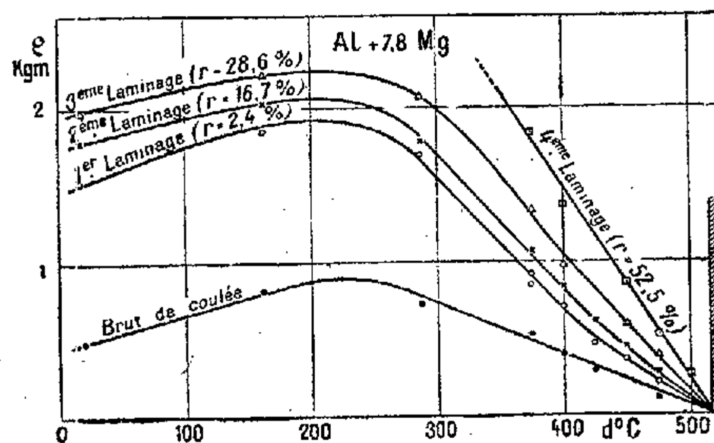



Fig. 5.

tation est particulièrement importante lors du passage de l'état brut de coulée ($r = 0$) à l'état très légèrement corroyé ($r = 2,4$ %) (*fig.* 5). Ceci met bien en évidence que la période la plus critique du travail à chaud des alliages légers est celle du passage de l'état brut de coulée, à cristallisation grossière,

(³) $r$, réduction d'épaisseur de la plaque.

souvent basaltique en surface; les phases ultérieures de la transformation s'adressant à un métal à cristallisation déjà partiellement brisée et orientée sont plus faciles et peuvent être exécutées moins progressivement.

De cet ensemble d'essais il se dégage que l'étude de la déformation plastique de gammes étendues et variées d'alliages binaires, par des procédés de laboratoire, conduisant à des déterminations quantitatives tels que les essais de flexion statique et dynamique à chaud, permettent de préciser l'influence des facteurs élémentaires de la forgeabilité et sont susceptibles de servir de guide pour la mise au point des opérations industrielles de forgeage, laminage ou filage.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Sur les perturbations magnétiques à début brusque dans la région parisienne. Répartitions annuelle et diurne des débuts brusques.* Note de M. **Charles Maurain.**

J'ai étudié les perturbations magnétiques à début brusque et, plus précisément, les débuts brusques eux-mêmes (DB), d'après les 60 années d'observations à la Station magnétique centrale française, située successivement, non loin de Paris, à Saint-Maur, Val-Joyeux et Chambon-la-Forêt. Disposant d'une longue série d'observations, j'ai retenu seulement les cas les plus nets, ceux dans lesquels, après une période calme, il y a un mouvement brusque net sur les trois éléments dont les variations sont enregistrées, la déclinaison D et les composantes horizontale et verticale, H et Z, de la force magnétique, ou du moins un mouvement très net sur deux des éléments.

C'est généralement sur H que l'amplitude du DB est la plus forte; sur D, et surtout sur Z, le mouvement est généralement moins marqué. En général le DB est suivi d'une perturbation plus ou moins intense et prolongée; cependant, en ce qui concerne Z, il arrive souvent que le DB est marqué seulement par une petite pointe, après laquelle cet élément reste calme pendant un certain temps, de l'ordre de quelques heures, l'agitation se développant seulement ensuite.

J'ai noté sur les graphiques des enregistreurs, dans les conditions nettes indiquées ci-dessus, au cours des 60 annees, 350 DB. Les DB intenses sont enregistrés sur toute la Terre de manière quasi simultanée, à une ou deux minutes près. Cependant la répartition de la fréquence des DB, et aussi de leur amplitude moyenne, dans l'année ou dans la journée, en un point déterminé, présente un caractère local très marqué.

*Répartition annuelle.* — La répartition des 350 DB par mois est (sans tenir compte de la durée des mois)

| J. | F. | M. | A. | M. | J. | J. | A. | S. | O. | N. | D. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 22 | 21 | 44 | 39 | 33 | 36 | 35 | 35 | 30 | 27 | 12 | 16 |

Les DB sont ainsi plus nombreux en été qu'en hiver, alors que les pertur-

bations magnétiques en baie sont beaucoup plus nombreuses en hiver qu'en été ([1]). Leur fréquence est maximum en mars-avril et minimum en novembre-décembre. Cette répartition est différente aussi de celle de l'agitation magnétique générale, qui présente deux maximums au voisinage des équinoxes.

*Répartition diurne.* — La répartition des 350 DB suivant les heures est la suivante (les heures sont en temps universel de Greenwich, peu différent de l'heure locale pour ces trois observatoires) :

| 0 à 1$^h$. | 1-2. | 2-3. | 3-4. | 4-5. | 5-6. | 6-7. | 7-8. | 8-9. | 9-10. | 10-11. | 11-12. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 15 | 18 | 19 | 14 | 8 | 8 | 6 | 1 | 3 | 1 | 4 | 10 |
| 12 à 13$^h$. | 13-14. | 14-15. | 15-16. | 16-17. | 17-18. | 18-19. | 19-20. | 20-21. | 21-22. | 22-23. | 23-24. |
| 14 | 27 | 28 | 30 | 19 | 18 | 14 | 14 | 12 | 28 | 18 | 21 |

La fréquence des DB présente ainsi un minimum bien marqué vers 8-9$^h$, un maximum vers 14-15$^h$ avec un maximum secondaire vers 22$^h$. Cette répartition est bien différente de celle des perturbations en baie, dont les positives sont réparties presque exclusivement entre 17 et 5$^h$, avec un maximum accentué vers 23$^h$, et les négatives groupées à la fin de l'après-midi ([1]). Elle est différente aussi de celle de l'agitation magnétique générale, qui est beaucoup moins marquée et ne présente pas de maximum vers 14-15$^h$.

La constatation de répartitions particulières, annuelle et diurne, tant pour les DB que pour les perturbations en baie, montre l'intérêt qu'il y a à étudier séparément des types de perturbations magnétiques aussi bien caractérisés et différenciés qu'il est possible, leurs mécanismes étant vraisemblablement différents.

*Variations de l'amplitude des débuts brusques.* — Il a paru intéressant de rechercher si l'amplitude des DB présentait des variations annuelle et diurne analogues à celle de leur fréquence. Ce travail a été fait sur la composante horizontale H, pour laquelle les DB sont le mieux marqués et correspondent toujours à une augmentation de H. Les amplitudes ont été mesurées, en millimètres, sur les graphiques; il eût fallu, pour être exact, en calculer les valeurs en unités magnétiques, d'après l'étalonnage des enregistreurs; mais le calcul eût été fastidieux, parce que l'étalonnage change assez fréquemment, et l'on a conservé, pour calculer les moyennes, les valeurs en millimètres; l'allure de la variation reste sensiblement la même, étant donnée la fréquence des changements de l'étalonnage.

Pour l'étude de la variation annuelle, on a fait, pour chaque mois, la somme des amplitudes des DB sur H; en divisant par leur nombre, on obtient la valeur moyenne. On constate que la répartition de cette valeur mensuelle dans l'année est analogue à celle de la fréquence, c'est-à-dire que l'amplitude

---

([1]) MAURAIN et COULOMB, *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 273 et 327.

des DB suit une marche annuelle analogue à celle de leur fréquence. D'ailleurs, comme conséquence de ce fait, les sommes mensuelles des amplitudes constituent un élément intéressant, dont on peut dire qu'il représente l'activité des DB, puisqu'il participe d'une part de leur nombre, et d'autre part de leur amplitude; sa variation annuelle est analogue à celle de la fréquence, et plus accentuée.

Dans le tableau suivant sont données les sommes mensuelles des amplitudes et les valeurs moyennes mensuelles de ces amplitudes :

| | J. | F. | M. | A. | M. | J. | J. | A. | S. | O. | N. | D. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Sommes mensuelles. | 86 | 100 | 190 | 210 | 193 | 176 | 191 | 180 | 144 | 111 | 40,5 | 50,5 |
| Moyennes » . | 3,9 | 4,8 | 4,3 | 5,5 | 6,0 | 4,9 | 5,8 | 5,5 | 5,0 | 4,1 | 3,4 | 3,2 |

De même, relativement à la répartition diurne, on a fait la somme des amplitudes des DB sur H pour chaque heure, et calculé les amplitudes moyennes horaires. Là encore, les moyennes sont les plus faibles pour les heures de la journée où la fréquence est la plus faible, vers 8-9$^h$, et elles sont plus fortes dans l'après-midi et la soirée, mais l'analogie de la répartition des moyennes et de celle des fréquences est moins marquée que dans le cas des répartitions annuelles. Cette analogie a cependant comme conséquence, comme pour la variation annuelle, que la répartition diurne des sommes des amplitudes, c'est-à-dire de l'activité des DB, présente une variation tout à fait analogue à celle des fréquences, et plus marquée. Le tableau suivant donne la répartition par heure des sommes des amplitudes et de leurs moyennes :

| | 0 à 1$^h$. | 1-2. | 2-3. | 3-4. | 4-5. | 5-6. | 6-7. | 7-8. | 8-9. | 9-10. | 10-11. | 11-12. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Sommes horaires. | 62 | 83 | 78 | 38 | 37 | 38 | 22 | 3,4 | 6,2 | 2,2 | 15 | 53 |
| Moyennes » . | 4,1 | 5,2 | 4,1 | 3,2 | 4,6 | 4,7 | 4,4 | 3,4 | 2,1 | 2,2 | 3,7 | 5,3 |

| | 12 à 13$^h$. | 13-14. | 14-15. | 15-16. | 16-17. | 17-18. | 18-19. | 19-20. | 20-21. | 21-22. | 22-23. | 23-24. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Sommes horaires. | 53 | 131 | 116 | 159 | 82 | 82 | 70 | 79 | 72 | 148 | 103 | 102 |
| Moyennes » . | 3,5 | 5,2 | 4,6 | 5,3 | 4,3 | 5,1 | 5,4 | 5,6 | 6,5 | 5,3 | 5,7 | 5,1 |

Bien que ce travail porte sur une longue durée d'observations, il résulte de la sévérité du choix des cas retenus que ces cas sont, pour certaines heures, trop peu nombreux pour qu'une moyenne soit satisfaisante; d'ailleurs la présentation des résultats indiqués dans la présente Note est plus caractéristique, numériquement et graphiquement, si, au lieu des nombres bruts, on emploie les nombres *adoucis* par trois, le nombre affecté à un intervalle, mois ou heure, étant alors la moyenne du nombre brut correspondant et des deux nombres adjacents. Les tableaux numériques et les graphiques ainsi obtenus seront donnés dans un autre Recueil.

M. **Léon Guillet** fait hommage à l'Académie du *Recueil des Conférences faites à l'École Centrale des arts et manufactures*, publié par la Société des Amis de l'École Centrale des arts et manufactures, dont la Conférence inaugurale a été faite par lui.

## CORRESPONDANCE.

M. **Émile Cotton** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Membres non résidants, par la mort de M. *Pierre Weiss*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Union géodésique et géophysique internationale. Comité National français. Section d'Hydrologie scientifique. *Commission du Bassin de la Seine*. Cahier n°2 : *Travaux de la rubrique biologique pour le premier semestre* 1941.

2° Georges Curasson. *Traité de Protozoologie vétérinaire et comparée* : Tome I, *Tripanosomes;* Tome II, *Spirochètes, Flagellés, Infusoires, Rhizopodes;* Tome III, *Sporozoaires*.

AÉRODYNAMIQUE. — *Contribution à l'étude de l'hélice propulsive. Corrélation entre le rendement et le décollement.* Note de M. **Louis Sackmann**, présentée par M. Henri Villat.

J'ai exposé [1] la technique expérimentale de la visualisation des lignes de décollement sur les pales d'une hélice en rotation, et j'ai analysé la nature physique des sillages locaux pour un régime de fonctionnement donné.

Le présent travail complète cette étude purement qualitative de l'hélice, en la doublant de celle des caractéristiques quantitatives et notamment du rendement propulsif, la variable indépendante étant soit le paramètre de fonctionnement $\gamma$, soit l'incidence locale $i$.

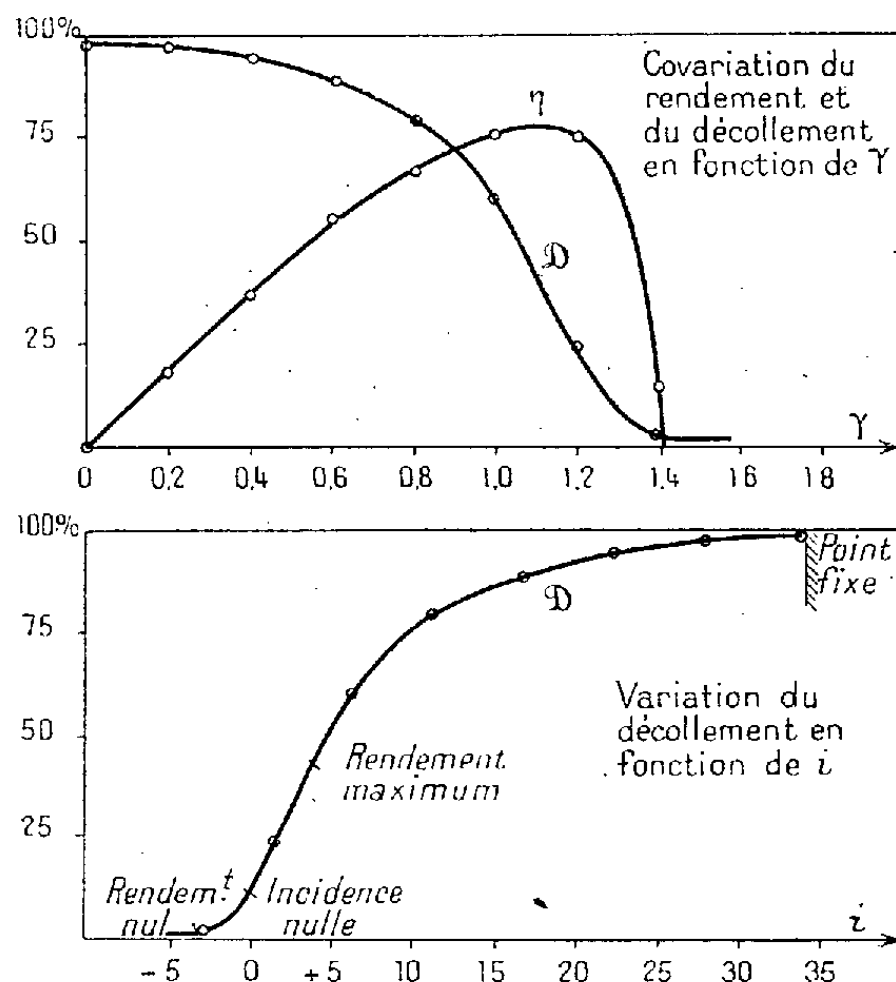
A. Principe des mesures. — 1° *Dispositif expérimental.* — Le banc d'essai de l'hélice permet d'assurer 4 opérations distinctes et simultanées : mesure de la *traction* et du *couple* de l'hélice d'une part, *stroboscopie* synchrone et *visualisation* de l'écoulement sur les pales d'autre part.

L'hélice tripale métallique de $0^{m},20$ de diamètre possède un pas relatif $h_0 = 1,27$ (angle de calage de 34 grades, section de référence située à 68,5 % du rayon de l'hélice).

---

(1) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 371.

2° *Étude quantitative.* — On mesure les caractéristiques dites effectives $\tau$ et $\chi$ (traction et puissance); on en déduit le rendement $\eta$.




3° *Étude qualitative.* — On détermine le décollement sur l'extrados des pales dans la section de référence : on évalue la valeur relative $\mathcal{D}$ de la profondeur du sillage rapportée à la largeur de la pale.

B. TABLEAU GÉNÉRAL DES MESURES.

| Variables | | Mesures quantitatives | | | Mesures qualitatives |
|---|---|---|---|---|---|
| $\gamma$. | $i$. | $10^3\tau$. | $10^3\chi$. | $\eta$. | $\mathcal{D}$. |
| 0 | 34,0 g | 177 | 199 | 0 | 1 — ε |
| 0,2 | 28,1 | 170 | 189 | 0,18 | 0,97 |
| 0,4 | 22,3 | 160 | 176 | 0,365 | 0,94 |
| 0,6 | 16,7 | 148 | 161 | 0,55 | 0,88 |
| 0,8 | 11,35 | 124 | 146 | 0,68 | 0,79 |
| 1,0 | 6,3 | 82 | 110 | 0,745 | 0,60 |
| 1,2 | + 1,6 | 44 | 71 | 0,745 | 0,24 |
| 1,4 | — 2,75 | 3 | 25 | 0,14 | ε |

C. DISCUSSION DES RÉSULTATS. — 1° *Caractères généraux.* — Pour une valeur donnée de $\gamma$ (ou de $i$), le sillage s'étend, nettement défini, tout le long de la pale : le phénomène rappelle celui que nous connaissons déjà sur les ailes d'avion ([2]).

Au point fixe où l'incidence est maxima, $\gamma = 0$, le sillage gagne la presque totalité de l'extrados, ce que l'on peut rapprocher du phénomène de perte de vitesse des ailes.

---

([2]) *Note technique* n° 2 *du Secrétariat d'État à l'Aviation*, 1942.

2° *Covariation du rendement* $\eta$ *et du décollement* $\mathcal{D}$ (variable $\gamma$). — *Le décollement* décroît de façon continue et régulière depuis la valeur $1-\varepsilon$ atteinte au point fixe; la résorption du sillage, très lente au début, ne s'accomplit que pour les valeurs élevées de $\gamma$.

*Le rendement* $\eta$ est représenté simultanément avec le décollement $\mathcal{D}$ en fonction de $\gamma$. Nous relevons la variation opposée de $\eta$ et $\mathcal{D}$, tant que $\gamma$ est inférieur à la valeur correspondant au rendement maximum. Le décollement reste cependant important à ce régime : $\mathcal{D}=0{,}43$ pour $\gamma=1{,}1$.

3° *Variation du décollement en fonction de l'incidence* (variable $i$). — L'analogie avec les indicatrices de décollement des ailes est complète, sauf que nous nous limitons aux incidences élevées au point fixe.

L'indicatrice présente en particulier un point d'inflexion se situant sensiblement au régime de rendement maximum.

Le décollement disparaît enfin aux incidences négatives.

*La pale d'hélice fonctionne donc effectivement comme une série de tranches d'ailes groupées de façon continue les unes à la suite des autres, compte tenu de l'incidence locale en chaque point.*

D. Conclusion. — En faisant varier l'un des paramètres géométriques de l'hélice (pas, incidences, profil, épaisseurs relatives), il sera intéressant de suivre l'évolution simultanée du décollement et du rendement.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Nouvelle méthode pour la détermination des éléments de prise d'un cliché aérien.* Note de M. **Bernard Dubuisson**, présentée par M. Joseph Pérès.

J'ai indiqué (¹) les applications nombreuses du redressement des photographies aériennes aux problèmes d'aérotechnique, et présenté le principe d'une nouvelle méthode, *rapide, générale* et *simple*, pour la détermination des éléments de prise de vue d'un cliché aérien : coordonnées $x, y$, A, du centre optique de l'objectif de prise de vue, inclinaison $i$ et azimut $\theta$ de l'axe optique de l'appareil photographique.

Les *opérations* à effectuer sont alors les suivantes :

1° on relève avec toute la précision possible les longueurs $\rho$ sur le cliché, les longueurs R sur le terrain (plan graphique ou calcul par les coordonnées);

2° on calcule, par la formule de ma dernière Note, $\sin\alpha_{13}$ et $\sin\alpha_{24}$, avec toute l'approximation compatible à celle des mesures (log. à 5 décimales);

3° l'inclinaison du cliché et la direction de la ligne de plus grande pente sont définies par les relations

$$\sin\alpha_{13}=\sin i\cos\mu_{13}; \qquad \sin\alpha_{24}=\sin i\cos\mu_{24}$$

en appelant $\mu$ l'angle de la ligne de plus grande pente avec le vecteur image intéressé.

(¹) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 867. Je conserve les notations de cette Note.

Un abaque sur calque (cercles de diamètre égal à $\sin i$) permet de résoudre élégamment le problème. Il suffit de placer, sur les demi-diagonales du cliché et à partir de O, les valeurs de $\sin\alpha_{13}$ et de $\sin\alpha_{24}$, et de superposer l'abaque de façon que les points ainsi placés soient sur un même cercle ($i$). La direction de O$y$ donne la ligne de plus grande pente (*fig.* 1).

Fig. 1.

Fig. 2.

4° On trace alors sur le cliché la ligne de plus grande pente passant par le point principal $\omega$, et l'on place sur cette ligne, dans le sens convenable, le point homologue $n$ du nadir N (*fig.* 2).

On a (relation connue)

$$d = \overline{\omega n} = f \operatorname{tang} i,$$

et l'on place également le point focal $\varphi$, défini par la relation

$$\delta = \overline{\omega\varphi} = f \operatorname{tang} \frac{i}{2}.$$

Comme $i$ est petit, $\varphi$ est sensiblement au milieu de $\omega n$.

5° Le point focal $\varphi$ étant celui qui conserve les angles dans la perspective du quadrilatère-objet sur le cliché P, on construit son homologue $\Phi$ sur le plan H par *relèvement* sur les points de repère R, les angles étant pris sur le cliché (directions menées de $\varphi$ vers les points $r$) (voir *fig.* 3).

Le point $\Phi$ étant placé, ainsi que l'homologue $\Phi$N de la ligne de plus grande pente du cliché (ce qui donne l'azimut $\theta$), on place le point N après calcul de la longueur

$$D = PN = A_0 \operatorname{tang} \frac{i}{2}.$$

On a donc les coordonnées $x$ et $y$ du point N (*fig.* 4).

6° Enfin on calcule l'altitude vraie A (pour chacune des deux diagonales) par une formule assez complexe, mais dont l'établissement et l'emploi ne présentent aucune difficulté. Cette formule tient compte, en fonction des éléments mesurés, des erreurs introduites, pour le calcul des pentes $\alpha$, par l'application du principe ($b$) de ma Note précédente, c'est-à-dire en assi-

milant le point de croisement des diagonales du quadrilatère des repères R au nadir N du point de prise de vue.

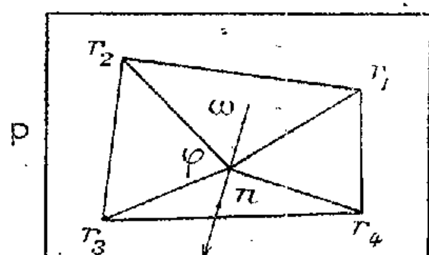


Fig. 3.

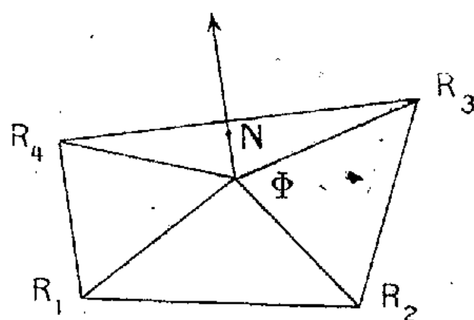


Fig. 4.

7° Les résultats ainsi obtenus sont considérés comme une première approximation, insuffisante si les repères R sont à des *altitudes différentes*. Connaissant le point N et l'altitude A (valeurs approchées) (et l'on voit que leur détermination préalable est absolument nécessaire), on calcule alors (méthode connue) les corrections d'altitude inverses, c'est-à-dire que l'on remplace le quadrilatère des repères de l'espace par sa perspective sur le plan horizontal H, le centre de perspective étant la position approchée du point S.

J'ai calculé, par les méthodes normales du calcul différentiel, les *erreurs à craindre* au cours de ces différentes opérations, pour deux cas concrets correspondant à des problèmes bien définis :

| Cas. | Format du cliché. | Focale de l'objectif (cm). | Altitude de vol (m). | Échelle du cliché. | Échelle du redressement. |
|---|---|---|---|---|---|
| 1....... | $13 \times 18$ | 20 | 6000 | 1/30000 | 1/20000 |
| 2....... | $18 \times 24$ | 50 | 2500 | 1/ 5000 | 1/ 2000 |

Voici les résultats de cette étude :

1° les *angles* $\alpha$ et $i$ sont déterminés à $0^G,15$ ou $0^G,30$ près;

2° la *position du nadir* de prise de vue est calculée à $14^m,4$ ou $11^m,8$ près;

3° l'*altitude* A est déterminée à $4^m,5$ ou $2^m,2$ près.

On peut alors entreprendre (et achever rapidement) les opérations normales de redressement ou restitution des photographies aériennes, en vue de toutes les applications possibles, à la cartographie comme à l'aérotechnique.

MOTEURS THERMIQUES. — *La limite du rapport d'augmentation de densité dans la suralimentation des moteurs.* Note (1) de M. **Jean Villey**, présentée par M. Albert Caquot.

Le facteur fondamental du rapport d'augmentation de puissance (2) obtenu par la suralimentation d'un moteur à explosion, c'est le rapport d'augmen-

(1) Séance du 28 juin 1943.

(2) *Comptes rendus*, 216, 1943, 834.

tation de la densité $y = \rho'_0/\rho_0 = v_0/v'_0$. Il est limité par la menace de détonation; le rapport maximum admissible est fonction de diverses données :

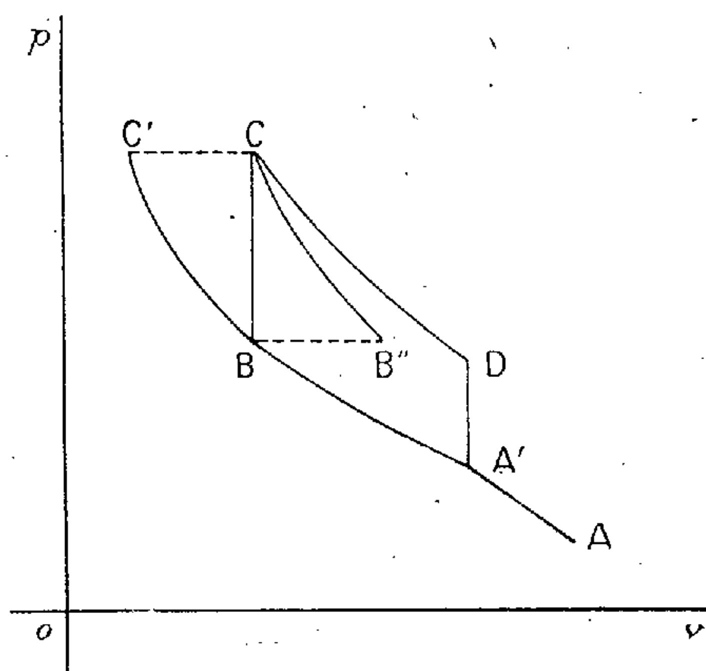
1° l'état A ($p_0$, $T_0$; d'où $v_0$) de l'air extérieur;

2° la relation qui lie à $y$ l'augmentation de pression et corrélativement de température, dans la modification AA′ réalisée par le compresseur. Nous la caractériserons par l'exposant $\gamma'$ tel que l'on ait $p'_0 v_0'^{\gamma'} = p_0 v_0^{\gamma'}$. On a $\gamma' > \gamma = 1,4$ si l'énergie décoordonnée est supérieure à la chaleur enlevée, et $\gamma' < 1,4$ dans l'hypothèse opposée;

3° le coefficient volumétrique $k$ du moteur. Nous supposerons la compression A′B isentropique;

4° le pouvoir calorifique K du mélange combustible, c'est-à-dire la quantité d'énergie potentielle chimique détruite par la combustion de l'unité de masse du mélange. Nous supposerons connue la fraction $j$ de l'énergie thermique ainsi créée qui est utilisée pour élever la pression et la température du mélange pendant l'explosion BC ([3]);

5° enfin l'inflammabilité du mélange combustible. C'est une grandeur fort




complexe, car, pour un mélange brut donné, la température d'inflammation sous une pression donnée peut varier considérablement en fonction de son homogénité et des produits intermédiaires d'oxydation qui prennent naissance avant l'inflammation. Nous admettrons néanmoins à titre d'approximation que la température d'inflammation d'un mélange donné est reliée à la pression par une courbe $T'_2 = \varphi(p'_2)$ que nous supposerons avoir été établie expérimentalement.

La combustion BC à volume constant appartient au diagramme mécanique; mais, au point de vue thermodynamique, c'est une évolution fictive envisagée

([3]) $(1-j)$K comprend la chaleur enlevée par les parois pendant l'explosion et l'énergie potentielle chimique non encore détruite à la fin de la déflagration BC, supposée réalisée à volume constant.

à la place de deux évolutions simultanées à masses variables : l'évolution BC′ de la partie du mélange non encore atteinte par la déflagration, et l'évolution B″C de la partie brûlée. Nous admettrons que la compression BC′ de la partie vierge sous l'influence de la dilatation de la partie brûlée, est isentropique, donc qu'elle prolonge la compression A′B d'abord imposée par le piston à toute la masse avant l'inflammation (¹).

Le maximum de suralimentation admissible sans danger de détonation sera déterminé par la condition que l'état final $(T'_2, p'_2)$ du mélange vierge, au moment où sa masse devient nulle, atteigne la courbe d'inflammation spontanée, soit

$$(1) \qquad T'_2 = \varphi(p'_2).$$

Le maximum admissible pour le rapport d'augmentation $y$ de la densité sera déterminé par cette équation (1) dans laquelle il faut exprimer $T'_2$ et $p'_2$ en fonction de $y$ et des diverses données $p_0$, $v_0$ (ou $T_0$), $\gamma'$, $k$ et $j$K.

L'état A′ à la sortie du compresseur est $v'_0 = v_0/y$ et $p'_0 = p_0 y^{\gamma'}$. L'état B à la fin de la course de compression est $v_1 = v'_0/k = v_0/ky$ et $p_1 = p'_0 k^{\gamma} = p_0 y^{\gamma'} k^{\gamma}$. Enfin l'état C à la fin de l'explosion est $v_2 = v_1 = v_0/ky$, avec

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_1 + \dfrac{jK}{c}}{T_1} = 1 + \frac{jKR}{cp_1v_1}, \qquad \text{d'où} \qquad p_2 = p_0 y^{\gamma'} k^{\gamma} + jK\frac{\gamma - 1}{v_0} ky.$$

Nous en déduisons l'état C′ de la dernière fraction du gaz vierge par la condition $p'_2 = p_2$ qui donne

$$(2) \qquad p'_2 = p_0 y^{\gamma'} k^{\gamma} + jK\frac{0,4ky}{v_0};$$

et corrélativement $T'_2/T'_0 = (p'_2/p'_0)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}$, qui, avec $T'_0 = T_0 y^{\gamma'-1}$ et $p'_0 = p_0 y^{\gamma'}$, donne

$$(3) \qquad T'_2 = T_0 y^{\gamma'-1}\left(k^{\gamma} + jK\frac{0,4k}{y^{\gamma-1}RT_0}\right)^{0,2857}.$$

Si l'on se donne cinq des caractéristiques $p_0$, $T_0$ ; $y$, $\gamma'$ ; $k$ ; $j$K, on déterminera la sixième en l'utilisant comme paramètre pour construire, dans le plan de coordonnées $p'_2$ et $T'_2$, le lieu géométrique de coordonnées (2) et (3) et en cherchant l'intersection de ce lieu avec la courbe expérimentale d'inflammabilité (1).

(¹) C'est d'ailleurs une hypothèse assez sujette à caution, car le rayonnement paraît susceptible de fournir des apports de chaleur notables. De ce fait nos prévisions tendent à être trop optimistes.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Mesure du champ électrique à l'intérieur d'un guide électromagnétique*. Note de MM. **Henri Gutton** et **Jean Ortusi**, présentée par M. Camille Gutton.

Les ondes hertziennes de très courtes longueurs d'onde peuvent se propager à l'intérieur de tuyaux conducteurs appelés guides électromagnétiques. Nous avons étudié spécialement la propagation à l'intérieur de guides de section rectangulaire et, parmi toutes les formes possibles de propagation, l'onde magnétique $H_0$. Le vecteur électrique pour ce type d'onde est polarisé parallèlement à l'un des côtés $a$ de la section droite, il a une amplitude maximum au centre du guide et s'annule sur les deux faces qui lui sont parallèles. La vitesse de propagation est indépendante de la dimension du côté $a$, elle varie en fonction de la grandeur $b$ de l'autre côté. Pour qu'il y ait propagation d'une onde de fréquence donnée, il est nécessaire que $b$ soit plus grand que la demi-longueur d'onde de propagation dans un milieu vide et indéfini. La détermination du champ électrique en un point du guide permet de connaître, pour une onde progressive, la valeur des vecteurs électriques et magnétiques en tous les points et par suite de connaître la valeur de l'énergie qui circule dans le guide. Nous avons mesuré ce champ en déterminant le courant induit par l'onde dans un fil de diamètre très petit placé parallèlement au vecteur électrique et connecté aux deux faces du guide. Le calcul du rayonnement du fil à l'intérieur du guide permet de déterminer la relation qui existe entre le courant de circulation dans le fil et le champ électrique au voisinage de ce fil.

Pour mener à bien ce calcul, nous avons d'abord étudié le rayonnement d'un fil conducteur, de rayon $r$ et de longueur $a$, connecté à deux plans conducteurs indéfinis. Le courant est uniforme sur toute la longueur du fil; nous ferons le calcul pour l'unité de longueur. Nous traiterons le problème en coordonnées cylindriques ayant pour axe $Oz$ le fil, $\rho$ et $\theta$ sont le rayon et l'angle qui définissent un point.

Une onde cylindrique rayonnée par le fil est définie par la composante $E_z$ de son vecteur électrique, $E_\rho$ et $E_\theta$ étant nuls et par la composante $H_\theta$ du vecteur magnétique, $H_\rho$ et $H_z$ étant nuls. La solution pour une onde divergente est

$$E_z = E_0 \mathcal{H}_0^{(2)}(k\rho), \qquad H_\theta = -iE_0 \mathcal{H}_1^{(2)}(k\rho),$$

où $E_0$ est l'amplitude du champ, $\mathcal{H}_0^{(2)}(k\rho)$ et $\mathcal{H}_1^{(2)}(k\rho)$ sont les fonctions de Hanckel d'ordre zéro et d'ordre 1 de $k\rho$, $k$ est égal à $2\pi/\lambda$.

Le théorème d'Ampère permet de lier la valeur du courant I qui circule dans le fil à la circulation du vecteur magnétique sur un cercle de rayon $r$

$$I = \frac{c}{4\pi} H_\theta \times 2\pi r,$$

d'où la valeur du champ électrique au voisinage du fil

$$E_z = \frac{2i}{cr}\frac{\mathcal{H}_0^{(2)}}{\mathcal{H}_1^{(2)}}(kr)\times I. \tag{1}$$

Les tables des fonctions de Hanckel permettent le calcul du rapport

$$\frac{\mathcal{H}_0^{(2)}}{\mathcal{H}_1^{(2)}}(kr).$$

Pour calculer l'impédance $E_z/I$ du fil à l'intérieur du guide, on doit remplacer l'équation (1) par une équation qui tient compte du champ réfléchi sur les deux faces du guide parallèles au vecteur électrique. Ce champ peut être calculé par une série de termes représentant le rayonnement des images électriques du fil dans les deux miroirs plans indéfinis que constituent ces deux faces. Cette série n'est divergente que dans le cas très particulier où le fil est à une distance égale à $\lambda/4$ ou $3\lambda/4$ des deux faces du guide. Elle est calculable dans tous les autres cas. Soit A la somme de ces termes, le champ électrique est

$$E_z = \frac{2i}{c}\left\{\frac{1}{r}\frac{\mathcal{H}_0^{(2)}}{\mathcal{H}_1^{(2)}}(kr) + A\right\}I. \tag{2}$$

Après mesure du courant, l'impédance ainsi calculée permet la détermination du champ électrique d'une onde progressive dans un guide indéfini.

Supposons le guide limité à ses deux extrémités par deux appareils présentant respectivement deux coefficients de réflexion complexes $R_1$ et $R_2$. Il est nécessaire dans la formule (2) d'ajouter à A un nombre B représentant à l'endroit où se trouve le fil, la suite infinie des champs électriques des ondes successivement réfléchies par les deux appareils. Ce nombre B est calculable en fonction de $R_1$ et $R_2$ et des distances qui séparent chacun des deux appareils du fil. La valeur de $E_z$ devient

$$E_z = \frac{2i}{c}\left\{\frac{1}{r}\frac{\mathcal{H}_0^{(2)}}{\mathcal{H}_1^{(2)}}(kr) + A + B\right\}I. \tag{3}$$

Connaissant l'impédance de rayonnement du fil $E_z/I$, il suffit, pour déterminer $E_z$, de mesurer le courant de haute fréquence I qui circule dans le fil. Nous déterminerons ce courant expérimentalement en mesurant l'échauffement du fil. Le fil est formé de deux parties en alliage BTE et CTE de 3/100 de millimètre de diamètre soudées électriquement ensemble et constituant un élément thermoélectrique. Ces deux fils sont reliés à deux fils de cuivre de 3/10 de millimètre de diamètre connectés, d'une part à l'une des faces du guide, de l'autre à l'une des armatures d'un condensateur plan dont l'autre armature est l'autre face du guide, isolée de la première par une feuille de mica de 2/10 de millimètre. Ce condensateur a une impédance très faible pour les très hautes fréquences. La soudure est enfermée dans une petite

ampoule vide. La force électromotrice du couple est mesurée par le courant qui circule dans un galvanomètre. L'ensemble est étalonné en courant alternatif à 50 périodes; on tient compte de la correction due à la variation de résistance du fil en très haute fréquence. La valeur du champ électrique de haute fréquence au voisinage du fil est déterminée par l'équation (3).

Cet appareil de mesure doit perturber le moins possible le champ de l'onde incidente, il est donc intéressant d'utiliser un fil de diamètre très fin. Nous nous en sommes servi pour la mesure des coefficients de réflexion des ondes du type $H_0$, sur des discontinuités de la section du guide. Nous avons aussi appliqué le même procédé à la mesure de la puissance utile et du rendement de l'émetteur qui produit les ondes.

OPTIQUE. — *Monochromateur double à grande ouverture.* Note de MM. **Georges-Albert Boutry** et **Jean Gillod**, transmise par M. Charles Fabry.

En 1938 l'un de nous a décrit ([1]) un monochromateur double symétrique à trois fentes fixes utilisant des objectifs achromatiques de positions également invariables. Un mécanisme très simple permettait d'obtenir les rotations symétriques des prismes nécessaires pour faire défiler devant la fente de sortie les diverses radiations du spectre.

Pour réaliser des ouvertures plus élevées et pour rendre éventuellement possible l'emploi de l'appareil au delà du spectre visible, nous avons renoncé à l'achromatisation des objectifs et réalisé un mécanisme nouveau commandant à la fois la rotation des prismes et la mise au point convenable des objectifs. La figure permet de comprendre la construction et le fonctionnement de l'appareil.

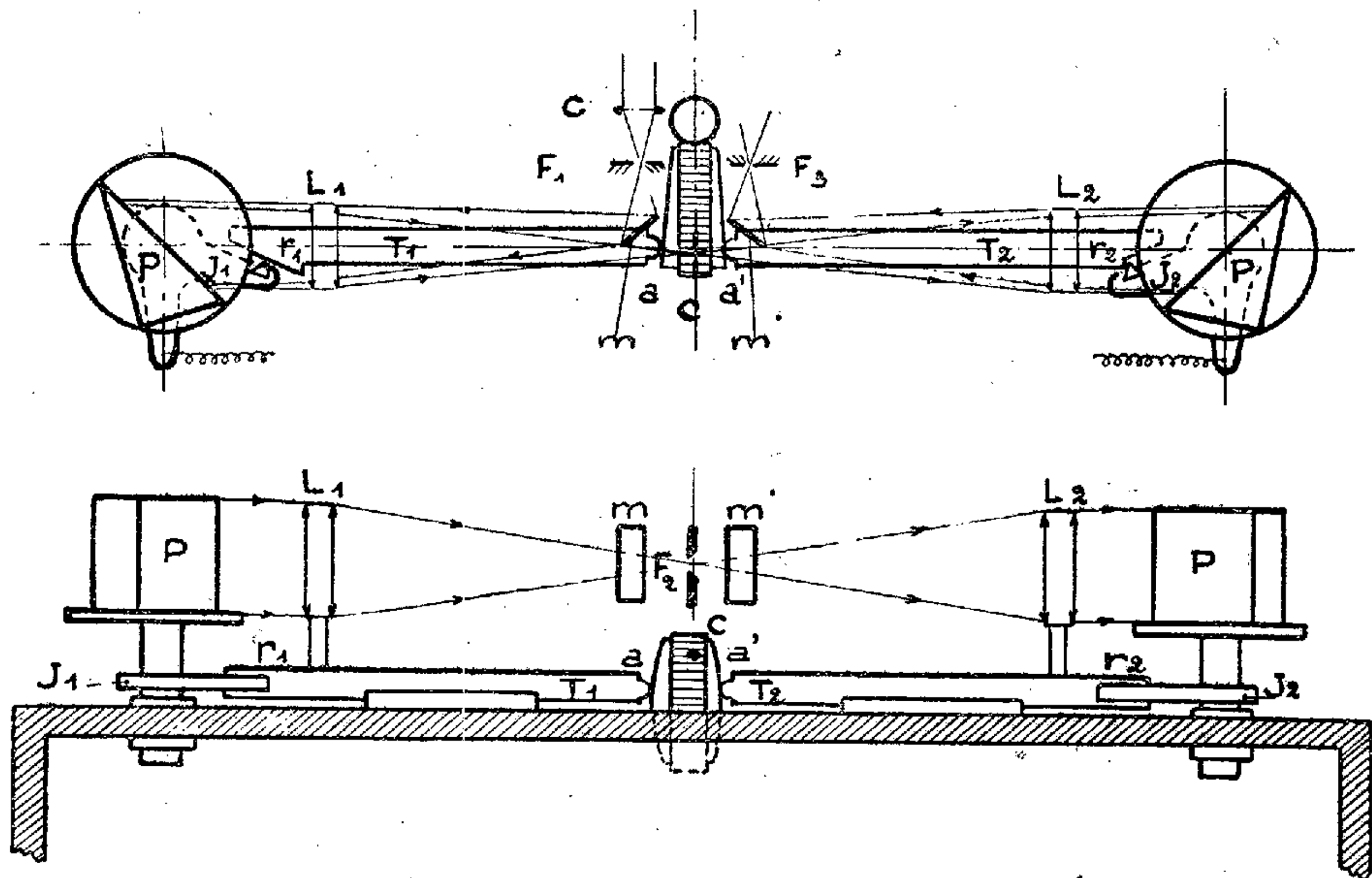
Les objectifs $L_1$, $L_2$ sont solidaires de deux tiges cylindriques $T_1$, $T_2$ dont les axes confondus sont parallèles à l'axe optique commun des objectifs. Ces tiges peuvent subir des translations symétriques le long de leur axe grâce à une came à deux faces planes C, dont le plan de symétrie est confondu avec celui de l'ensemble de l'appareil (dans la réalisation, le déplacement de la came est circulaire).

Les prismes sont calés sur des plates-formes tournantes d'axes parallèles à leurs arêtes et aux axes des fentes $F_1$, $F_2$. $F_3$. Deux leviers, $J_1$, $J_2$, solidaires de chaque plate-forme, s'appuient respectivement sur deux rampes $r_1$, $r_2$ symétriques, qui forment les extrémités des tiges porte-objectifs. Le contact se fait par des couteaux prismatiques en acier. Le profil des rampes doit être tel que toute translation des objectifs amène les prismes dans la position pour laquelle la mise au point correspond à la radiation transmise. Si cette condition est réalisée, l'image sera correcte pourvu que les objectifs soient corrigés de

([1]) Présentation à la Société Française de Physique, 1938 (séance du 17 juin).

l'aberration de sphéricité et de sa variation chromatique pour le domaine spectral envisagé.

Dans le cas où les prismes et les objectifs sont taillés dans la même matière,




le profil des rampes est *rectiligne* : ce serait le cas d'un monochromateur en quartz. Si les prismes sont en flint et les objectifs en crown ou en crown borosilicate, un profil circulaire est suffisamment approché : dans l'appareil que nous avons réalisé, les rampes circulaires donnent une mise au point parfaite pour trois radiations ($434^{m\mu}$, $589^{m\mu}$, $768^{m\mu}$); pour des distances focales moyennes de $200^{mm}$, les écarts de mise au point pour toute autre radiation du domaine 4000-8000 Å n'atteignent pas $0^{mm},05$ : tout se passe comme si les objectifs jouissaient d'un apochromatisme excellent. Les objectifs actuels, construits par M. Cojan, ne comprennent que deux verres; l'ouverture atteinte est de $f/4$ en moyenne. Elle pourrait atteindre $f/3$ sans qu'il apparaisse de difficultés nouvelles.

L'intérêt de l'appareil réside dans le fait que tous les déplacements sont réalisés à l'aide de pièces obtenues par tournage et par rectification cylindrique. Le montage doit être réalisé *géométriquement* en s'inspirant des principes posés par lord Rayleigh, de façon à rendre tout jeu et tout déréglage impossible. Il en résulte que les efforts mis en jeu sont assez importants pour rendre nécessaire un choix judicieux des métaux à employer, afin d'éviter une usure anormale des pièces frottantes.

Ce monochromateur forme l'équipement optique d'un spectrophotomètre qui fit l'objet d'une Note antérieure ([2]).

---

([2]) *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 235.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur le durcissement par revenu de l'alliage cuivre-glucinium.* Note [1] de MM. **André Guinier** et **Pierre Jacquet**, présentée par M. Charles Mauguin.

Masing et Dahl [2], puis, dans une étude plus précise, Tanimura et Wassermann [3] ont montré que la solubilité du glucinium dans le cuivre augmente avec la température. Pour une concentration en glucinium voisine de 2 %, la solution solide $\alpha$ existe seule après trempe à partir de 850°. Par revenu, cet alliage durcit considérablement et le glucinium en excès précipite sous forme d'une phase $\gamma$ de composition CuBe. Nous avons étudié la formation progressive de la nouvelle phase au cours du durcissement, à l'aide des mesures de dureté sur spécimens polycristallins, d'examen micrographique après polissage électrolytique et de diagrammes de diffusion de rayons X sur monocristaux.

Nous avons étudié des alliages de bonne pureté à 1,9 % et 2,3 % de Be : celui-ci contient à 850°, outre la solution solide $\alpha$, une certaine proportion d'un constituant $\beta$ riche en Be, dont la présence n'a pas d'influence sensible sur la décomposition de la phase $\alpha$. Pour préparer de gros cristaux de solution solide, le métal était fondu dans le vide et refroidi lentement.

A l'état trempé, comme d'ailleurs après des revenus à des températures inférieures à 100°, aucun durcissement ne se produit (dureté Rockwell initiale $\Delta = 50$). Les cristaux de solution solide ont un aspect parfaitement homogène à la micrographie et donnent des diagrammes de diffusion analogues à ceux d'un cristal pur; les atomes Be sont donc répartis au hasard aux nœuds du réseau cristallin de la solution solide. La dureté commence à croître ($\Delta = 65$) après 20 heures à 150°, mais aucun changement n'est perceptible, ni sur les micrographies, ni sur les diagrammes. Pour un traitement de 14 heures à 190°, la dureté a beaucoup augmenté ($\Delta = 82$). Sur les diagrammes X apparaissent des *traînées* révélant l'existence de zones de diffusion le long des *axes* [100] *du réseau réciproque;* les zones de diffusion d'intensité maximum partent du centre de ce réseau et s'étendent jusqu'aux nœuds voisins de façon continue; pour des traitements plus poussés, ces zones se renforcent en certains points, et quand la dureté atteint sa valeur maximum ($\Delta = 92,5$, 24 heures à 300°), on ne voit plus sur les axes [100] que des taches floues et isolées. Des phénomènes analogues ont été signalés par l'un de nous pour les alliages Al-Cu [4].

---

(1) Séance du 17 mai 1943.

(2) *Wiss. Veröff. Siemens-Konzern*, 8, 1929, pp. 94 et 150.

(3) *Z. Metallkunde*, 25, 1933, p. 179.

(4) A. Guinier, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1641; *J. de Phys.*, 8e série, 3, 1942, p. 124.

A ce stade, les taches de diffraction de la solution solide sont accompagnées d'une zone de diffusion intense et étendue.

Pendant cette période de durcissement, il apparaît à la micrographie, sur les cristaux $\alpha$, des stries d'abord visibles seulement à la suite d'une attaque convenable, puis après polissage électrolytique seul. De plus, si un échantillon en gros cristaux, trempé et poli, est chauffé dans le vide, 4 heures à 300°, par exemple, ces stries sont même visibles à l'œil nu; la surface de l'échantillon est très déformée, les cristaux semblent avoir joué les uns par rapport aux autres et leurs joints sont très apparents. Nous avons déterminé que ces stries étaient parallèles aux intersections, par la face polie, *des plans* [110] du cristal $\alpha$.

Pour des revenus à des températures plus élevées, 14 heures à 420°, la dureté décroît ($\Delta = 82$); sur les diagrammes, apparaissent les taches de diffraction dues au précipité $\gamma$ qui prennent la place des taches floues observées précédemment. Ces cristaux $\gamma$ (maille cubique d'arête 2,70 Å) forment trois systèmes orientés par rapport au cristal $\alpha$, l'axe [001]$\gamma$ coïncide avec [001]$\alpha$ et [100]$\gamma$ avec [110]$\alpha$; mais cette orientation n'est qu'approximative, l'écart entre les axes pouvant atteindre une dizaine de degrés. Sur les micrographies on peut mettre en évidence le précipité, aux plus forts grossissements, sous forme de particules extrêmement fines dans des bandes ayant la direction des stries primitives.

Si l'on porte à 850° un monocristal ayant subi les traitements durcissants pour redissoudre le glucinium, on constate que celui-ci s'est transformé en plusieurs cristaux maclés.

Le mécanisme de la précipitation serait le suivant : les atomes Be se rassemblent d'abord sur des plans [100] s'intercalant entre des plans riches en atomes de cuivre, tout en restant aux nœuds du réseau $\alpha$. Pour passer du cristal $\alpha$ au cristal $\gamma$, tel qu'il est orienté, il suffit que les plans [100] se rapprochent les uns des autres d'environ 25 % tandis que la maille dans le plan ne subit qu'une dilatation de 5 %. Par suite de ces effondrements des décrochages se produiraient au sein du cristal le long de plans [110]$\alpha$, c'est-à-dire aussi [100]$\gamma$, d'où l'apparition de stries et la déformation de la surface. Ces stries ne doivent donc pas être interprétées comme la conséquence directe d'une hétérogénéité chimique (précipité non résoluble au microscope), mais sont dues à des déformations mécaniques, glissements le long de plans [110] provoqués par le changement de volume du cristal $\alpha$ tendant vers la forme $\gamma$. Le durcissement maximum est atteint à un stade où le précipité $\gamma$ n'a pas encore de structure cristallographique bien individualisée, alors qu'on considérait jusqu'ici que les stries visibles dès le début de ce durcissement étaient la preuve de l'apparition d'un précipité très fin orienté; or nous avons montré que, d'une part, le précipité se forme sur des plans [100], alors que les stries sont parallèles aux plans [110] et que, d'autre part, une phase nouvelle donnant

une figure de diffraction nette n'apparaît que quand la dureté commence à décroître.

Au stade de dureté maximum, le réseau cristallin de l'alliage est très perturbé, étant donné que les glissements le long des plans [110] peuvent être révélés dans toute la masse du métal et qu'une recristallisation se produit à haute température. La précipitation de la solution solide sursaturée produit un écrouissage bien plus intense que les déformations mécaniques les plus sévères, ce qui expliquerait la grande dureté atteinte.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la nature de l'isomérie des trois formes colorées en lumière visible des benzaurines et des phtaléines. Structure de la forme* A. Note de M^me^ **Pauline Ramart-Lucas**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Le nombre et l'étendue des recherches effectuées afin d'établir la structure des dérivés, colorés en lumière visible, du triphénylméthane s'expliquent non seulement par l'importance scientifique et industrielle des colorants de cette série (benzaurines, aurines, phtaléines, fuschines), mais aussi par le grand intérêt qui s'attache au comportement spectral des combinaisons halochromes dérivées du triphénylméthane et à celui des radicaux libres.

L'étude de l'absorption des corps dérivés de la benzaurine (I), de la phénolphtaléine et de la phénolsulfonephtaléine m'a permis (¹) de découvrir que ces corps peuvent exister sous trois formes tautomères colorées en lumière visible (formes désignées par A, B, B'). Elles peuvent apparaître en milieu neutre et sont transformables les unes en les autres réversiblement. En présence d'acide leur équilibre est le plus souvent déplacé en faveur de B' alors que, en milieu alcalin, c'est B qui est la forme stable.

Les résultats obtenus au cours de cette étude conduisent à modifier profondément les conceptions imaginées jusqu'ici concernant la structure des matières colorantes et des combinaisons halochromes dérivées du triphénylméthane. Elles permettent d'établir qu'aucune des hypothèses qui avaient été émises sur cette structure ne peut être considérée comme générale, et que la plupart d'entre elles sont définitivement à écarter. Il en est ainsi en particulier de toutes les conceptions de Baeyer, Hantzsch, Kehrmann, Dilthey et Wizinger et, de façon générale, de toutes les théories qui attribuent l'apparition de la couleur visible de ces substances à un état ionisé (ou polarisé) des molécules.

Si l'on examine la formule de la benzaurine (I), qui constitue le terme le plus simple dont dérivent les colorants hydroxylés du triphénylméthane, on constate qu'elle ne laisse prévoir l'existence d'isomères d'aucune sorte. Par conséquent la nature de l'isomérie entre ses trois formes colorées ne rentre

---

(¹) *Comptes rendus*, **208**, 1939, pp. 1094 et 1312; **213**, 1941, p. 67.

dans aucun des cas connus, et seule l'une de ces formes peut être représentée par les formules classiques.

Parmi les causes susceptibles d'expliquer l'apparition de la couleur visible dans une telle molécule, on peut envisager :

1° un *couplage* entre chromophores simples, présents dans la molécule, lorsqu'ils sont liés directement, comme c'est le cas dans un noyau quinonique (la benzoquinone est jaune);

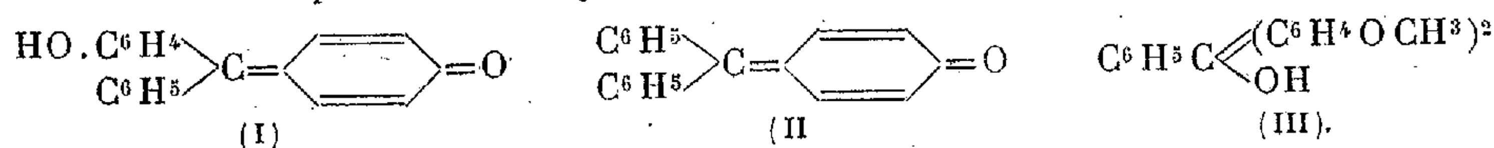
2° une interaction entre le noyau quinonique et le noyau phénolique donnant naissance à un groupe quinhydronique intramoléculaire;

3° une modification des orbites électroniques du carbone central (déformation des angles valentiels, relâchement d'un électron de valence...);

4° une superposition des deux phénomènes précédents (formation d'un groupe quinhydronique intramoléculaire, provoquant une déformation des angles valentiels).

Ces diverses hypothèses furent soumises au contrôle expérimental. Les résultats obtenus ont permis de préciser la nature de l'isomérie entre A, B et B'. Dans cette Note j'exposerai ce qui concerne la structure de A.

Si, selon la première hypothèse, le chromophore principal de l'une des formes de la benzaurine et de ses dérivés est constitué par le noyau quinoïde, son absorption doit être semblable à celle de molécules possédant soit le même noyau, comme la fuschone (II), soit encore un chromophore complexe formé des mêmes groupes d'atomes que ceux qui constituent le noyau quinoïde, comme c'est le cas pour la benzylidène acétone.




Par contre la transformation du noyau quinonique en noyau phénolique doit enlever toute possibilité d'existence à la forme considérée, puisque le chromophore principal est changé.

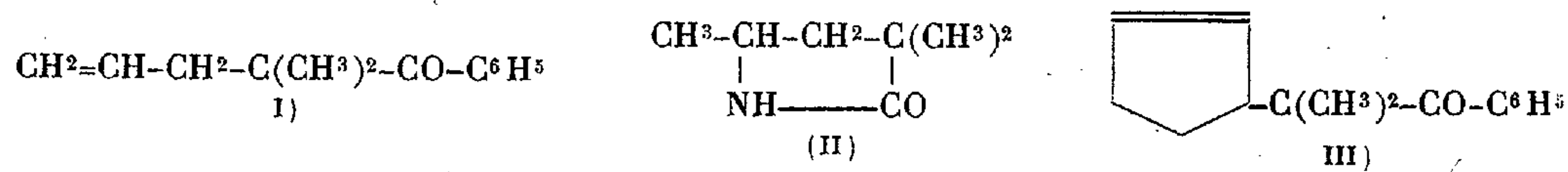
L'expérience a montré que, pour ce qui concerne la forme A, cette hypothèse se trouve vérifiée. En effet, d'une part le spectre de cette forme est sensiblement le même que ceux des solutions neutres de fuchsone (II), de naphtofuchsone, d'anthrafuchsone (compte tenu de la nature des noyaux). L'influence exercée par la fonction phénol de la benzaurine se traduit par un simple déplacement des bandes vers le rouge sans que la forme de ces bandes soit modifiée de façon notable. D'autre part l'allure générale du spectre de A est la même que celui de la benzylidène acétone.

Par ailleurs, si l'on transforme le noyau quinonique de (I) en noyau phénolique par addition de $H^2O$, puis que l'on éthérifie les deux fonctions phénol [ce qui conduit au di-*p*.méthoxytriphénylcarbinol (III)], on constate que la disparition du groupe quinonique a supprimé les possibilités d'existence de A. Tous les essais faits en vue de déceler cette forme par l'analyse spectrale, dans les solutions d'un tel éther ont, en effet, échoué.

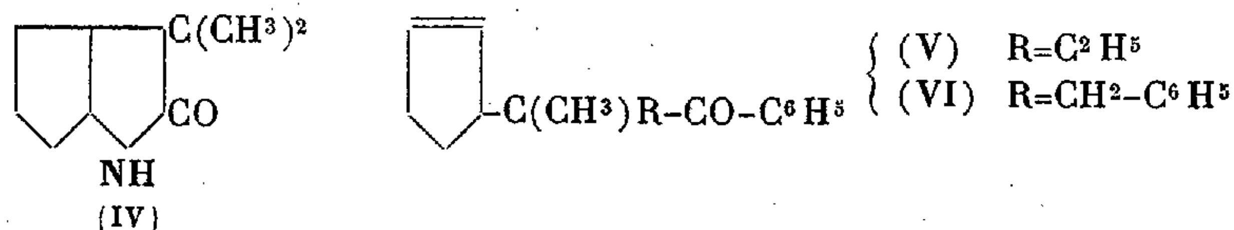
En définitive l'hypothèse d'après laquelle l'apparition de la couleur visible de l'une des formes, que peuvent prendre les colorants hydroxylés du triphénylméthane, est due au couplage qui s'exerce entre les chromophores simples qui constituent le groupe quinonique, se vérifie dans le cas de A. Il s'ensuit que les substances qui se trouvent sous cette forme peuvent être représentées, sans inconvénient, par la formule quinoïde qui leur est ordinairement attribuée. En ce qui concerne les formes B et B′, on verra plus tard que l'on doit attribuer leur couleur à un changement dans les orbites des électrons de valence du carbone central.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une voie d'accès vers les systèmes bicycliques azotés du groupe de l'indole et du triméthylène-4.5 pyrrole.* Note [1] de MM. **Buu-Hoï** et **Paul Cagniant**, présentée par M. Marcel Delépine.

On sait depuis Haller [2] que les trialcoylacétophénones sont scindées par l'amidure de Na en benzène et amides trialcoylacétiques, sauf lorsque l'un des radicaux alcoyles est un allyle $CH^2{=}CH{-}CH^2_-$, auquel cas on obtient non un amide, mais une pyrrolidone [par exemple, la cétone (I) donne la triméthyl-3.3.5 pyrrolidone-2 (II)]. Le présent travail a pour but de montrer que ce phénomène de cyclisation a lieu toutes les fois qu'il s'agit de trialcoyl-




acétophénones dont l'un des groupes alcoyles est le radical $>C{=}CH{-}CH^2_-$, et qu'il ouvre une voie d'accès commode vers des combinaisons appartenant à des noyaux bicycliques azotés inconnus ou peu connus jusqu'ici, et dont l'importance est grande en raison de leurs relations avec les alcaloïdes naturels. Par exemple, la $\Delta_2$-cyclopentényl-diméthyl-acétophénone (III), traitée par l'amidure, fournit la diméthyl-3.3 triméthylène-4.5 pyrrolidone-2 (IV), dont le noyau est encore inconnu jusqu'ici. De même, à partir des $\Delta_2$-cyclopentényl-méthyl-éthyl-acétophénone (V) et $\Delta_2$-cyclopentényl-méthyl-benzyl-acétophénone (VI), on obtient les méthyl-3 éthyl-3 triméthylène-4.5 pyrrolidone-2



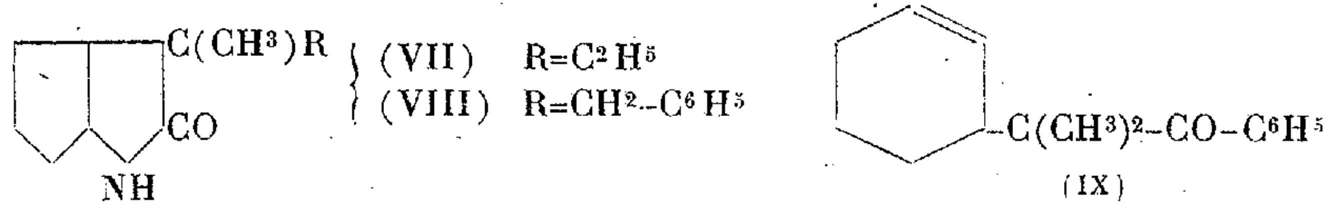

(VII) et méthyl-3 benzyl-3 triméthylène-4,5 pyrrolidone-2 (VIII). D'une façon tout à fait analogue, on aura, à partir de la $\Delta_2$-cyclohexényl-diméthyl-

---

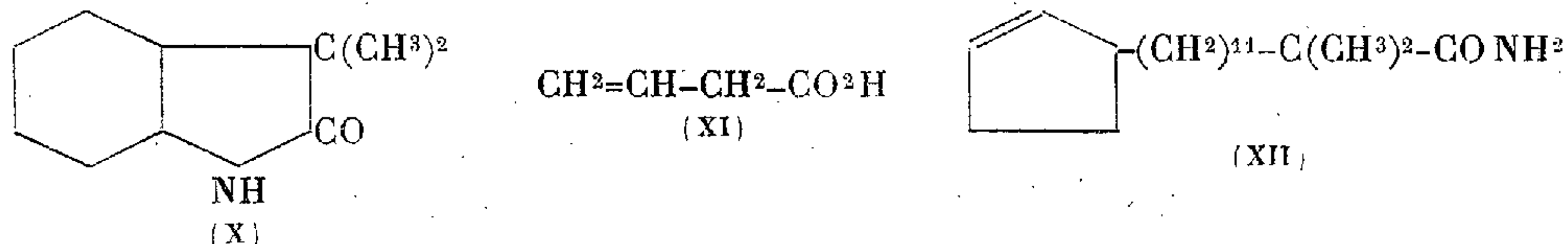
(1) Séance du 28 juin 1943.

(2) Haller et Bauer, *Ann. Chim.*, 9ᵉ série, **1**, 1914, p. 7; *Comptes rendus*, **158**, 1914, p. 1086.

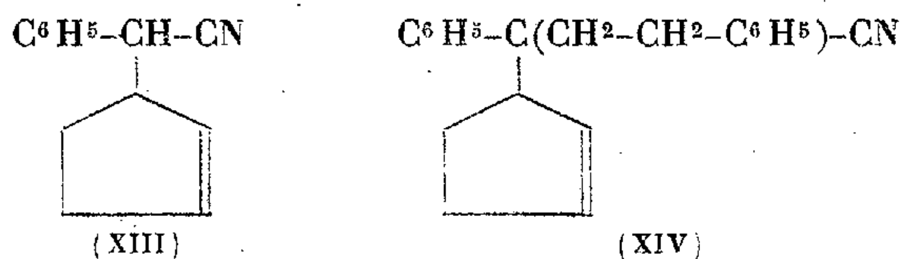
acétophénone (IX), le diméthyl-3.3 céto-2 octahydroindole (X). La consti-




tution de ces corps est fixée par leur inaptitude à l'addition du brome et de l'hydrogène, comme à la saponification par la potasse alcoolique. Il est




curieux de constater que l'amide de l'acide allylacétique (XI) ne manifeste aucune tendance à la cyclisation en pyrrolidone sous l'action de $NH^2Na$, ce qui montre bien l'influence favorisante qu'exerce la substitution sur les phénomènes de cyclisation; des amides tels que (XII) ([3]) ne se cyclisent pas non plus (règle des tensions). Notons pour terminer que, dans le cadre de ces recherches, nous avons obtenu le $\Delta_2$-cyclopenténylphényl-acétonitrile (XIII)




et son homologue ω-phényléthylé (XIV). Nous poursuivons ces recherches pour aboutir à des substances à nombre de cycles plus grand.

Partie expérimentale. — 1° Le $\Delta_2$-chlorocyclopentène a été préparé en faisant passer un courant de ClH sec dans du cyclopentadiène à 0°; le $\Delta_2$-bromocyclohexène a été obtenu selon l'excellente méthode de Ziegler (action de la N-bromosuccinimide sur le cyclohexène). 2° (III) $C^{15}H^{18}O$ 30g d'isopropylphénylcétone sont sodés à chaud par 8g,4 d'amidure dans 150cm³ de benzène pur; on ajoute ensuite 20g de $\Delta_2$-chlorocyclopentène, chauffe 2 h. au reflux, décompose par l'eau acétique et traite comme d'ordinaire. Liquide assez fluide $E_{12}$ 165-168°. 3° (IV) $C^9H^{14}ON$. 18g de (III) sont chauffés avec 6g,5 d'amidure au sein de 100cm³ de toluène pendant 15 heures au reflux. Après le traitement habituel, on a des rhomboèdres incolores (de l'éther de pétrole) F 89-90°, $É_{13}$ 158-162°, ne décolorant pas le brome et n'absorbant pas d'hydrogène en présence de Pt colloïdal. 4° (V) $C^{16}H^{20}O$. Liquide visqueux $É_{10}$ 180-182°, absorbant Br comme le fait (III). 5° (VII) $C^{10}H^{16}ON$. Liquide jaunâtre, visqueux $É_{12}$ 180-182°, ayant les propriétés de son homologue (IV). 6° *$\Delta_2$-cyclopenténylméthyl-acétophénone* $C^{14}H^{16}O$. S'obtient en condensant le $\Delta_2$-chlorocyclopentène avec la propiophénone sodée; liquide visqueux $E_{10}$ 158-160°. 7° (VII) $C^{21}H^{22}O$. S'obtient en traitant la cétone précédente sodée par le chlorure de benzyle; liquide très visqueux $É_{10}$ 232-235°, décolorant le brome. 8° (VIII) $C^{15}H^{19}ON$. Liquide très visqueux, saturé, $É_9$ 232-236° dans l'action de l'amidure sur (VI); on isole aussi le $\Delta_2$-cyclopentényl-2-phényl 3-propane $C^{15}H^{18}$, liquide d'odeur aromatique $É_{10}$ 137-140°, décolorant le brome. 9° (IX) $C^{16}H^{20}O$. Liquide assez fluide, d'odeur aromatique particulière $É_{14}$ 182-185°.

([3]) Buu-Hoï et P. Cagniant, *Bull. Soc. Chim.*, 9, 1942, p. 357.

10° (X) $C^{10}H^{16}ON$. Beaux cristaux incolores (de l'éther de pétrole) F 127°,5-128°, $É_{15}$ 170-175°, inerte vis-à-vis du brome, de la réduction catalytique et de la saponification alcaline; distillé sur poudre de Zn, a fourni des substances colorant en rouge violacé un copeau de hêtre imbibé d'alcool et de ClH. 11° (XIII) $C^{13}H^{13}N$. S'obtient à partir du cyanure de benzyle sodé et du $\Delta_2$-chlorocyclopentène; liquide visqueux $É_{10}$ 165-168°. 12° (XIV) $C^{20}H^{19}N$. S'obtient en traitant (XIII) sodée par le bromure d'ω-phényléthyle; liquide très visqueux $É_{0,8}$ 202-205°, insaponifiable en l'acide correspondant. 13° *Amide de l'acide* (XI). Cet acide, chauffé 3 h. au reflux avec $SOCl^2$, a fourni un chlorure d'acide $É_{760}$ 125-126°, fournissant avec l'ammoniaque concentrée refroidie l'allylacétamide déjà connu, F 94°, et préparé par une autre voie (4). Cet amide n'a pu être cyclisé par $NH^2Na$ dans le toluène bouillant pendant 24 heures.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'hydrogénation sélective de l'eugénol et de l'isoeugénol au moyen du nickel Raney.* Note de M. **Bernard Gauthier**, transmise par M. Marcel Delépine.

L'hydrogénation catalytique des dérivés benzéniques à chaîne propénylique ou allylique a tenté divers chercheurs. L'eugénol et l'isoeugénol ont été hydrogénés au moyen du platine, en milieu éthéré, par H. Fournier (1), qui n'a pas noté de différence de vitesse d'hydrogénation entre ces deux molécules. A. Madinaveitia et J. Sureda Blanes (2) ont trouvé une différence d'action entre le noir de platine, qui permet d'atteindre l'hydrogénation totale en octahydroeugénol et le noir de palladium avec lequel ils n'ont saturé que la chaîne latérale.

Avec l'oxyde de nickel, sous pression élevée, W. Ipatieff (3) a obtenu à 92° le dihydroeugénol et à 195° un mélange de méthoxy-3 (ou 4) propyl-1 cyclohexane et d'octahydroeugénol, qu'il n'a pas séparé.

A. Brochet et M. Bauer (4), avec un nickel très actif du type Sabatier-Senderens, ont repris la question, sans paraître avoir d'idée préconçue sur la température à utiliser, traitant l'eugénol à 50-60° et l'isoeugénol à température ordinaire. A la lumière des faits nouveaux que nous allons exposer, il pourra paraître surprenant qu'ils n'aient pas dû faire exactement l'inverse.

L. Palfray et S. Sabetay ayant déjà exposé (5) les premiers résultats de l'hydrogénation de l'isoeugénol sur nickel Raney, au moyen d'un appareillage spécial (6), nous nous proposons ici d'étudier les vitesses relatives d'hydrogénation de l'eugénol et de l'isoeugénol jusqu'au terme commun : dihydroeugénol, puis les conditions d'hydrogénation totale du noyau. Devant prolonger cette étude par l'hydrogénation, dans les mêmes conditions, de

(4) Henry, *Chem. Zentralb.*, II, 1898, p. 663.

(1) *Bull. Soc. Chim.*, 7, 1910, p. 27.

(2) *An. Esp. Fisica y Quimica*, 10, 1912, p. 389.

(3) W. Ipatieff, *Ber. d. chem. Ges.*. 46, 1913, p. 3591.

(4) *Comptes rendus*, 159, 1915, p. 192; *Bull. Soc. Chim.*, 17, 1915, p. 54.

(5) *Bull. Soc. Chim.*, 5, 1938, p. 1424; 7, 1940, p. 403.

(6) L. Palfray, *Bull. Soc. Chim.*, 3, 1936, p. 508.

plusieurs paires d'autres isomères propényliques et allyliques, la double liaison extérieure étant conjuguée dans le premier cas, non conjuguée dans l'autre, nous exposerons ici les résultats obtenus avec l'eugénol et l'isoeugénol.

1. Deux molécules d'*eugénol* ($328^g$) sont additionnées de $6^g$ de nickel Raney, et traitées à 20° sous une pression initiale de $64^{kg}$ d'hydrogène. Dès le début de l'agitation, à la température ordinaire, l'hydrogénation se manifeste par une chute de pression ($25^{kg}$) et une élévation de température (8°) en 40 minutes; puis la réaction se ralentit et la température baisse régulièrement. A l'ouverture, le liquide a, comme indice de réfraction, $n_D^{19,5}$ 1,5250 au lieu de $n_D^{15,5}$ 1,5402 pour l'eugénol de départ. Par distillation, on isole de premier jet $308^g$ d'une huile : $É_{19}$ 133-135°, $n_D^{19}$ 1,5250. C'est du *dihydroeugénol* souillé d'une très faible quantité d'eugénol.

Une seconde opération est effectuée à la température de 60-65°, qui, d'après un diagramme d'essai, s'est manifestée comme celle de l'hydrogénation rapide. La pression tombe immédiatement de $15^{kg}$ en 3 minutes, puis la chute se ralentit progressivement. En moins de 20 minutes l'opération est terminée. A la distillation, on isole d'abord une faible fraction de tête : $É_{17}$ 123-125°, $n_D^{17}$ 1,5174, qui doit contenir un peu d'octahydroeugénol. La portion principale est du dihydroeugénol pur : $É_{18}$ 124-125°, $n_D^{17,5}$ 1,5225; $d_4^{18}$ 1,0398; benzoate F 74-75°, $É_{16}$ 216-217° [1].

2. *L'isoeugénol* a été traité dans les mêmes conditions. Une première opération a été faite à partir de $328^g$, à la température de 20°. La pression baisse *très lentement* ($19^{kg}$ en 6 h. 30 min.). A l'ouverture on trouve un liquide à viscosité élevée (rappelant celle de l'eugénol) et à indice de réfraction $n_D^{15}$ 1,5350 contre $n_D^{17,5}$ 1,5225 pour le dihydroeugénol. Non seulement la réaction a été très lente, mais encore elle est loin d'être complète.

3. Mais, pour se rapprocher autant que possible des conditions de Brochet et Bauer, on va maintenant traiter simultanément, dans les deux autoclaves jumelés, les deux isomères, en milieu alcoolique.

Pour cela on met en œuvre, d'une part $100^g$ d'isoeugénol étendus de $100^g$ d'alcool à 95°, d'autre part $80^g$ d'eugénol (faute d'en avoir davantage) étendus de $80^g$ d'alcool à 95°. Dès qu'on agite, à 20°, l'hydrogénation de *l'eugénol* se manifeste par une chute de pression de $5^{kg}$ en 2 minutes. En même temps la température monte de 4°. La réaction est terminée en moins de 20 minutes. Du côté de l'isoeugénol, la chute de pression est de $5^{kg}$ en 16 minutes et l'ascension de température de 2° seulement en 45 minutes. La dissolution dans l'alcool favorise l'hydrogénation, mais l'isomère allylique s'hydrogène toujours beaucoup plus facilement que le propénylique.

4. Ayant à notre disposition des quantités importantes de dihydroeugénol, nous avons pu préparer un certain nombre de dérivés, non encore signalés à notre connaissance. D'autres ont été complétés et seront décrits ailleurs.

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Méthanoate | $É_{12}$ 140° | $n_D^{16}$ | 1,5120 | $d_4^{14}$ | 1,0854 |
| Éthanoate | $É_{11}$ 149-150° | $n_D^{18}$ | 1,5058 | $d_4^{17}$ | 1,0576 |
| Propanoate | $É_{12}$ 154-155° | $n_D^{17,5}$ | 1,5020 | $d_4^{17}$ | 1,0428 |
| Méthylpropanoate (Isobutanoate) | $É_{15}$ 158° | $n_D^{16,5}$ | 1,4959 | $d_4^{16}$ | 1,0234 |
| Butanoate | $É_{13}$ 164° | $n_D^{17}$ | 1,4981 | $d_4^{16,5}$ | 1,0264 |
| Isovalérianate | $É_{13}$ 170° | $n_D^{18}$ | 1,4930 | $d_4^{16}$ | 1,0098 |

*p*-nitrobenzoate F 76°; cinnamate F 88°; phénYluréthane F 122°; diphényluréthane F 104-105°.

*Conclusions.* — Toutes choses égales d'ailleurs, l'eugénol s'hydrogène plus bas et plus vite que l'isoeugénol. Des expériences en cours nous permettent de généraliser et de dire que le fait de la *conjugaison* diminue notablement les aptitudes réductrices de la liaison éthénique.

De nombreux dérivés nouveaux du dihydroeugénol ont été préparés.

Nous poursuivons ce travail par l'étude de l'hydrogénation de noyaux phénoliques analogues : estragol, isoestragol, safrol et isosafrol, et aussi des aldéhydes dérivés : vanilline, pipéronal etc.

MINÉRALOGIE. — *Mesure des densités par comparaison avec des sables.* Note de M. **André Cailleux**, transmise par M. Emmanuel de Margerie.

La densité est un caractère fort utile pour la détermination des minéraux et même des roches. Si, dans la pratique, on n'y a pas plus souvent recours, c'est parce que la mesure en est relativement longue et exige l'emploi d'appareils spéciaux ou de liqueurs denses coûteuses. M'inspirant des idées de M. Bourcart, qui a attiré récemment l'attention sur les propriétés d'ensemble des roches meubles, je me suis demandé s'il ne serait pas possible de remplacer, pour la mesure des densités, les liqueurs par des solides réduits à l'état de sable.

J'ai choisi, pour mes essais, du sable de Fontainebleau, contenant 99 % de quartz. Taille des grains $0^{mm},3$ environ. Mode opératoire : un verre est rempli aux deux tiers de sable bien sec; un fragment de 3 à $7^{mm}$ de long de l'échantillon à étudier est posé à la surface du sable, en son milieu; le verre étant tenu d'une main, de légères secousses horizontales lui sont imprimées de l'autre. Le résultat, au bout de quelques secondes, est très frappant :

1°. Les minéraux et roches de densité égale ou inférieure à celle du quartz, c'est-à-dire à 2,65, s'enfoncent un peu, mais restent visibles; ils flottent sur le bain de sable. Exemple (les densités sont indiquées pour mémoire) : ambre (1,1); houille (1,3); gypse (2,3); serpentine (2,55); orthose (2,58).

2° Les minéraux et roches plus lourds que le quartz s'enfoncent et bientôt disparaissent complètement, recouverts par le sable. Exemple : galène (7,4); magnétite (5,7); sénarmontite (5,3); zircon (4,7); stibine (4,5); corindon (4,0); limonite (3,8); staurotide (3,7); disthène (3,6); topaze (3,55); augite (3,3); épidote (3,25); hornblende (3,2); bronzite (3,2); apatite (3,1); anhydrite (2,95); talc (2,75); calcite (2,72).

La calcite, de densité 2,72, s'enfonçant encore nettement dans le sable

quartzeux, de densité 2,65, l'erreur relative maximum est inférieure à

$$\frac{0,07}{2,65} = 3\ \%\ \text{environ.}$$

L'erreur probable peut être évaluée à 1 ou 2 %.

La seule exception aux règles précédentes est que les échantillons en lamelles très minces, au moins dix fois plus larges qu'épaisses, ont tendance à flotter, même s'ils sont plus lourds que le quartz; tel est le cas pour la biotite (3) et la muscovite (2,8). Mais, dès que l'épaisseur de la lamelle dépasse le cinquième de la largeur, la règle générale s'applique : tel est le cas pour des lamelles d'oligiste (5,1) et de talc (2,75).

Des expériences comparatives m'ont montré que plusieurs autres conditions doivent être remplies :

1° Le sable ne doit pas être imbibé d'eau ni humide.

2° Le diamètre du récipient doit être au moins 5 fois plus grand que la longueur des fragments à étudier.

3° La taille des grains de sable ne doit être ni trop grande ni trop petite : la longueur des grains moyens doit être au moins 8 à 10 fois plus petite que celle des fragments à étudier; elle ne doit pas descendre au-dessous de $0^{mm},2$; car plus bas la mobilité devient insuffisante.

Lorsque la densité de l'échantillon diffère peu de celle du sable, il est utile de disposer en outre, à la surface de celui-ci, deux témoins, l'un plus lourd, l'autre plus léger; lorsque les secousses sont convenablement appliquées, le premier s'enfonce et disparaît; le second reste apparent; on voit alors immédiatement si l'échantillon à étudier s'est comporté comme le premier ou comme le second.

Au lieu de quartz, on peut bien entendu employer d'autres termes de comparaison, de densités diverses, échelonnées.

Mettant en jeu non seulement la gravité, mais aussi, dans une moindre mesure, les propriétés de forme et de surface, la méthode s'apparente à la lévigation et au triage mécanique des minerais, et soulève des problèmes du même ordre. Ne fût-ce qu'à ce titre, il m'a paru utile de la signaler.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Sur la vascularisation des carpelles et du pistil chez les* Magnolia. Note de M. **Paul Ozenda**, transmise par M. Marin Molliard.

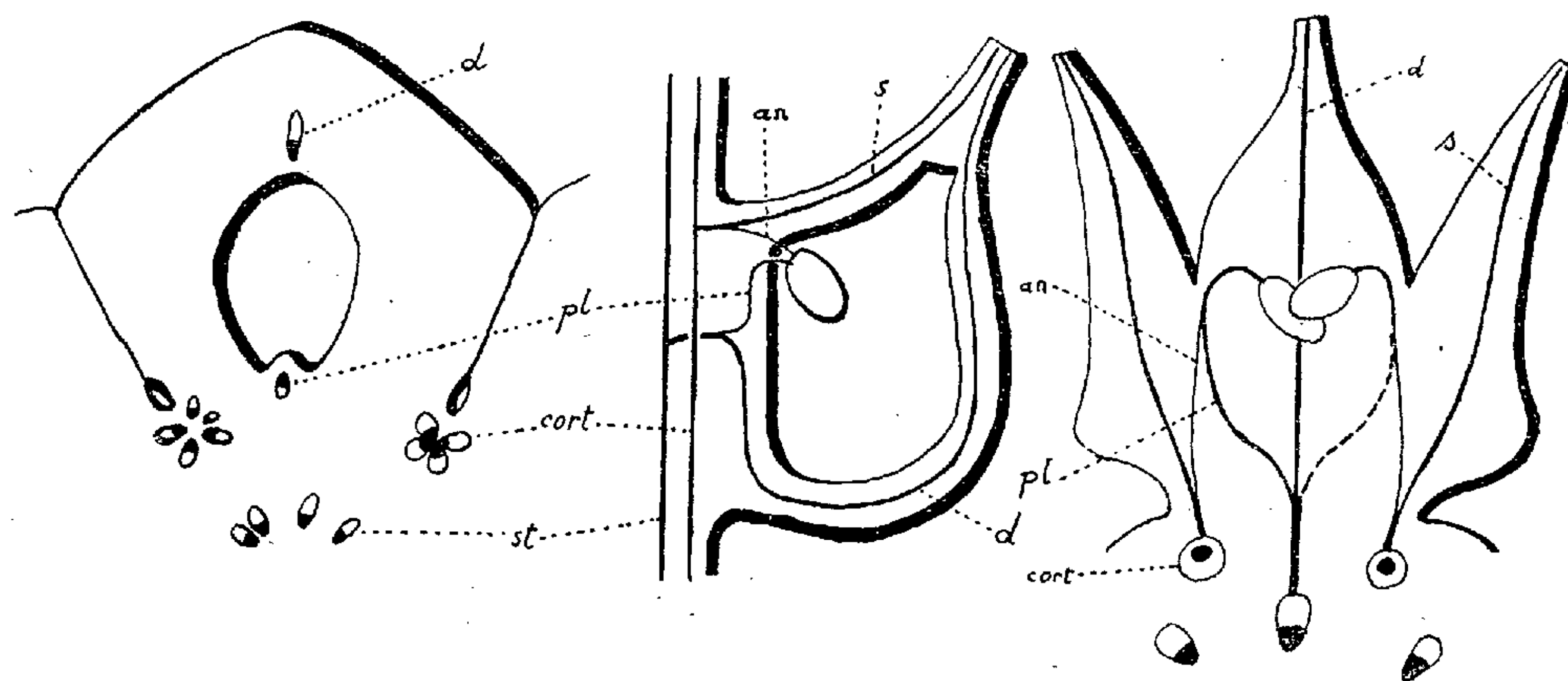
La vascularisation du réceptacle et des carpelles dans le genre *Magnolia* a été étudiée sur une série de coupes suivies de bas en haut et permettant une reconstitution statique, libre de tout souci ontogénique.

Dans la région supérieure du pédoncule, la structure est celle d'une tige banale : des faisceaux libéroligneux collatéraux comprimés latéralement, séparés par des rayons médullaires étroits, sont distribués en une stèle sur une circonférence qui ménage une large masse médullaire.

Remontant vers la pointe de l'axe, on voit se détacher successivement de la stèle des faisceaux qui passent dans l'écorce, comme le feraient des traces

foliaires; mais demeurant à l'intérieur de l'écorce, ces *faisceaux corticaux* sont disposés parallèlement à l'axe, à une même distance de celui-ci et largement espacés entre eux.

Tandis que les faisceaux stéliques conservent la structure collatérale, les faisceaux corticaux sont successivement, sur coupe : 1° minces et allongés radialement; 2° ouverts en éventail; 3° concentriques (une masse de tissus ligneux entourés de plusieurs cordons libériens); 4° en étoiles faites de faisceaux associés par leur pointe ligneuse et provenant de la dissociation de la forme précédente (*cort.*, *fig.* 1).




A gauche (1), coupe transversale, carpelle de *Magnolia soulangeana*; au milieu (2), coupe radiale, carpelle de *M. grandiflora*; à droite (3), schéma de carpelle de *Magnolia* étalé dans un plan et des rapports vasculaires avec le réceptacle; la branche montante commune des faisceaux placentaires *pl* a été rabattue vers la gauche et son trajet figure en ponctué sur la partie droite de la feuille carpellaire.

Isolés dès la base du réceptacle floral, les deux systèmes sont indépendants.

Tous deux sont également en relation avec les pièces florales par des ramifications dont le départ horizontal, à angle droit, est extrêmement frappant.

Chez le *Magnolia grandiflora* par exemple, à mi-hauteur du carpelle, qui est quadrangulaire et fixé à l'axe par son bord interne, le faisceau de la stèle situé dans le plan axial du carpelle détache brusquement vers l'extérieur une ramification qui, après un trajet horizontal, se partage en deux branches, l'une descendante, l'autre montante. La première contourne la cavité carpellaire et remonte dans la région dorsale, formant la nervure médiane *d* prolongée jusque dans le style. La seconde *pl* constitue sur le bord carpellaire soudé à l'axe un faisceau ventral, s'élève jusqu'au niveau du sommet de la cavité, se divise en s'incurvant vers le bas et vascularise les deux placentas qui sont descendants.

Chacun des deux faisceaux corticaux situés sur les côtés du carpelle détache au niveau du sommet de la cavité un faisceau *s* subhorizontal qui longe le bord supérieur du carpelle et se rend au style.

Enfin, de chaque côté, un tout petit faisceau *an* d'origine corticale gagne le placenta, voisinant avec celui, plus important, dont l'origine est stélique.

Les idées que suggère la vascularisation du réceptacle et des carpelles sont les suivantes :

Le carpelle, d'architecture en apparence aberrante, est parfaitement homologable à une feuille présentant 5 nervures; les trois médianes seraient soudées entre elles à leur base, les deux intermédiaires poursuivant leur union le long de la commissure ventrale du carpelle et aboutissant aux placentas. Une telle disposition a été décrite par G. H. Smith (1) et Kumazawa (2) dans le carpelle trinervé des Renonculacées. Mais, plus compliqué ici, le carpelle présente encore deux nervures marginales qui, de part et d'autre de la commissure, longent le style.

Considérant un tel carpelle comme une feuille, on peut appliquer, au réceptacle qui le porte, l'interprétation à laquelle W. C. Worsdell (3) a recours pour expliquer à partir de la feuille la formation du système fasciculaire cortical de la tige.

Le *Magnolia*, comme les Ranales primitives, a, dans la partie moyenne de son pétiole, un cercle de faisceaux libéro-ligneux; les Ranales évoluées n'ont plus qu'un arc fasciculaire dorsal, parce que les faisceaux originairement ventraux se sont soudés aux faisceaux dorsaux après rotation de 180°. Au bas de la trace foliaire, l'arc dorsal parfait se fusionne sans incident à la stèle dont il a l'orientation; il n'en est pas de même du cercle de faisceaux : chez le *Magnolia*, si l'union des cordons médians avec la stèle est normale, par contre sur les côtés les faisceaux ventraux s'accolent aux faisceaux dorsaux sans effectuer de rotation, et leur ensemble fournit des cordons concentriques ou étoilés qui demeurent dans l'écorce de la tige et ne rejoignent la stèle que beaucoup plus bas.

Il semble que, dans la fleur, les faisceaux marginaux du carpelle aient exactement le même comportement et constituent pareillement des faisceaux corticaux concentriques.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'osmose*. Note de M. **Lucien Plantefol**, transmise par M. Marin Molliard.

L'osmose, qui demeure encore pour les biologistes le modèle des forces physicochimiques fournissant l'explication des phénomènes vitaux, est l'objet d'une défiance particulière de la part des physicochimistes. On ne trouve plus, dans les traités de physique récents, d'exposé sur l'osmose, mais sur la *pression osmotique*, « phénomène tout différent, en dépit de la similitude des noms » (1). Une telle réserve à l'endroit de l'osmose est légitime, car ce terme, qui ne peut

(1) *Botanical Gazette*, 82, 1925, p. 1.

(2) *Journal of the Faculty of Sciences*, Tokyo, 2, 1927, p. 297.

(3) *Annals of Botany*, 22, 1908, p. 651.

(1) J. Duclaux, *Traité de Chimie physique appliquée à la biologie*. Paris, 1938, 3, p. 49.

être actuellement l'objet d'une définition parfaite, est employé dans plusieurs sens différents.

1. Le terme d'osmose a été créé pour désigner un phénomène physique comportant un *mouvement d'eau* pouvant se réaliser, *contre les lois hydrostatiques, à travers une paroi*. On l'a appliqué d'abord sans distinction à tous les cas où un tel mouvement se manifeste : le gonflement des zoosporanges de *Saprolegnia*, l'éclatement dans l'eau pure des sacs spermatiques de Limace sont pour Dutrochet des phénomènes d'osmose, tout comme le mouvement qui se produit dans une paroi poreuse séparant deux liquides différents. A une date récente encore, on a maintenu ce sens général au mot osmose, par exemple en formant le mot électrosmose.

2. L'analyse physique des conditions qui déterminent un mouvement d'eau à travers une paroi a montré que les causes en sont très diverses : propriétés des solutions, actions électriques, affinités chimiques, imbibition, et rien n'autorise à unifier toutes ces manifestations en une seule entité qui serait l'osmose. On a donc été amené à restreindre le sens du mot au plus important de ces phénomènes, celui qui est la conséquence des *propriétés moléculaires des solutions*; c'est le sens d'après lequel Dastre a intitulé son article du Traité de physique biologique, *L'Osmose* (2), et Leclerc du Sablon son ouvrage *Le rôle de l'osmose en biologie* (3). C'est le sens aussi de l'épithète *osmotique* : la pression osmotique d'une solution traduit l'affinité pour l'eau des substances cristalloïdes dissoutes; utilisée au travers d'une paroi appropriée, elle détermine le phénomène qui, seul, devra être appelé l'*osmose*.

C'est la réalisation de l'osmomètre de Pfeffer à paroi de ferrocyanure de cuivre qui a permis de préciser la notion de pression osmotique, d'établir les lois de Pfeffer-van't Hoff et par suite de réserver l'application du mot osmose aux cas dans lesquels un mouvement d'eau a pour seule cause la pression osmotique de solutions de cristalloïdes. La *paroi semiperméable* de l'osmomètre, limite presque idéale entre deux milieux, a fourni, malgré sa simplicité, le modèle physique qui doit expliquer le phénomène réalisé dans des cellules faites pourtant de plusieurs phases. On enseigne que la solution présente dans la vacuole d'une cellule réalise des échanges osmotiques avec le milieu à travers la couche cytoplasmique qui, semi-perméable, joue exactement le rôle de la paroi de l'osmomètre. La membrane pectocellulosique serait totalement négligeable; c'est-à-dire qu'on se représente cette membrane un peu comme le vase poreux où a été établi l'osmomètre, percée de canalicules qu'emplit le liquide qui vient au contact du cytoplasme. Dès lors, les différences de pression osmotique sont, comme dans l'osmomètre de Pfeffer, les seules causes des mouvements d'eau, et ceux-ci doivent être conformes aux lois de Pfeffer-van't Hoff.

On discute sur la *perfection* de la paroi semiperméable de ferrocyanure du cuivre; elle est la meilleure de celles qu'on obtient expérimentalement. On ne

(2) DASTRE, *L'osmose. Traité de physique biologique*. Paris, 1901, p. 466.

(3) LECLERC DU SABLON, *Le rôle de l'osmose en biologie*. Paris, 1920.

voit aucune analogie entre elle et la paroi cytoplasmique de la cellule dont elle fournit le modèle.

3. Parmi les *parois perméables* utilisées autrefois dans les recherches sur l'osmose et qui permettent un mouvement d'eau quand elles sont en contact par leurs deux faces avec des milieux de concentration différente, il faut distinguer deux groupes : *a*. les parois *poreuses*, lames de roches ou de céramique dont l'étude n'a pas jusqu'ici apporté grand résultat et qui sont éloignées des parois cellulaires par leur structure; *b*. les parois *colloïdales d'origine biologique*, qui, presque incapables de laisser filtrer l'eau sous l'action de pressions mécaniques, sont, en présence de cristalloïdes dissous, le siège de mouvements d'eau actifs ne vérifiant pas les lois de Pfeffer-van't Hoff.

Les membranes des vessies sont l'objet classique; M. L. Levina [4] a utilisé des disques prélevés dans le tissu médullaire, vivant, de tubercule de Pomme de terre; j'ai pratiqué une série de recherches sur des fragments de thalle de *Laminaria flexicaulis*, soit vivants, soit conservés à sec et réimbibés avant emploi.

Sur de telles parois, il est possible de montrer, comme l'avait pensé théoriquement Graham [5] et comme Flusin [6] l'avait tenté, que le plus souvent, le mouvement d'eau dépend uniquement, en direction et en grandeur, de l'*action imbibante ou désimbibante*, exercée par le cristalloïde *sur la paroi*. S'il en est bien ainsi, d'une part la pénétration de la substance dissoute à l'intérieur de la paroi est la condition du mouvement, et il y a un lien entre les deux diffusions de sens inverses (cristalloïde et eau). D'autre part le mouvement d'eau repose sur des *processus d'imbibition* (liaison de l'eau avec les colloïdes, variation de cette liaison en présence de cristalloïdes) et non sur des processus d'osmose, au sens du paragraphe précédent (liaison de l'eau avec les cristalloïdes).

Ces cas sont très importants. Étant donnée la nature colloïdale des membranes pectocellulosiques, ils paraissent devoir entrer en jeu nécessairement quand un déplacement d'eau se produit à travers un tissu végétal; à leur propos il y a donc une sorte de paradoxe : on applique le nom d'osmose à un phénomène où la force agissante est une force d'imbibition.

PARASITOLOGIE. — *Sur une souche tunisienne d'*Ornithodorus erraticus *Lucas réfractaire à l'infection par* Spirochæta hispanica *Sadi de Buen, dont cet Argasiné est le vecteur naturel.* Note de MM. **Jacques Colas-Belcour** et **Vital Chorine**, présentée par M. Émile Roubaud.

Au cours d'expériences sur la transmission de *Sp. hispanica*, agent de la fièvre récurrente hispano-nord-africaine, par l'Ornithodore *O. erraticus*, son

(4) *Relation entre osmose et imbibition étudiée sur des tissus végétaux* (*Thèse*, Paris, 1940).

(5) *Ann. Chim. et Phys.*, 3e série, 65, 1862, p. 129.

(6) *Du rôle chimique de la membrane dans les phénomènes osmotiques* (*Thèse*, Paris, 1907).

vecteur connu dans le Bassin Méditerranéen depuis les travaux de Sadi de Buen ([1]), nous avons constaté qu'une souche tunisienne de cet Argasiné, issue à l'origine d'une seule femelle reconnue indemne de toute infection, se montrait réfractaire vis-à-vis de ce spirochète. Ces ornithodores nourris, *aux divers stades de leur développement*, sur des cobayes infectés de *Sp. hispanica*, ne transmirent pas ces germes, lors de repas ultérieurs sur des animaux neufs. Un essai de transmission héréditaire de ces spirochètes fut également négatif. Chaque fois, à la fin de nos sept expériences, le broyat des ornithodores restants, inoculé à des cobayes neufs, se montra dénué de tout pouvoir infectant, prouvant ainsi que les spirochètes ne s'étaient même pas conservés dans les tissus et organes des tiques.

Dans l'intervalle des repas, nos *O. erraticus* furent maintenus à $+28^\circ$ C., température favorable au développement des spirochètes, ainsi que le démontrèrent les transmissions positives obtenues avec une autre souche de tiques de la même espèce ([2]), utilisée comme témoin.

Notre souche tunisienne d'*O. erraticus* a été entretenue en générations successives multiples, au laboratoire, depuis près de 12 ans; pendant cette période elle a été toujours tenue à l'écart d'animaux atteints de fièvre récurrente hispano-nord-africaine. Cette souche se révélant d'emblée, dès le premier repas infectant expérimental, réfractaire à la spirochétose, il ne saurait être question, ici, d'une immunité active acquise à la suite d'une infection antérieure plus ou moins récente. Cette inaptitude spontanée à l'infection serait plutôt à rapprocher de certaines immunités naturelles ayant un caractère racial, signalées par divers auteurs chez les Culicides vecteurs d'infections à protozoaires ou d'helminthiases : immunité de *Culex pipiens* pour les hématozoaires du paludisme des oiseaux [C. G. Huff ([3]), É. Roubaud et J. Metzger ([4])] ou d'*Ædes* (*Stegomyia*) *ægypti* pour les filaires du chien [F. Fülleborn ([5]), É. Roubaud ([6]).]

La séance est levée à 16h.

A. Lx.

---

([1]) *Bull. de l'Académie de Médecine*, 3e série, 44, 1926, p. 294.

([2]) Souche marocaine de la collection du Laboratoire de Parasitologie de la Faculté de Médecine de Paris.

([3]) *Am. Journ. of Hygiene*, **7**, 1927, p. 706; **12**, 1930, p. 484; **19**, 1934, p. 123; *Ann. of Trop. Med. and Paras.*, **23**, 1929, p. 427.

([4]) *Comptes rendus*, **199**, 1934, p. 170.

([5]) *Arch. f. Schiffs. u. Trop. Hyg.*, 1908, Beiheft VIII.

([6]) *Bull. Soc. Path. Exot.*, **30**, 1937, p. 511.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 12 JUILLET 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Albert Caquot**, conformément à l'article 10 du décret du 15 avril 1941, est élu Membre du *Conseil de perfectionnement de l'École polytechnique*.

## CORRESPONDANCE.

ARITHMÉTIQUE. — *Sur le théorème de Fermat* $a^n + b^n = c^n$.
Note de M. **Charles Pierre**.

A l'aide d'une nouvelle méthode d'attaque de ce théorème, je suis parvenu à l'obtention de résultats inédits et susceptibles d'éclairer d'un nouveau jour ledit théorème.

Il est bon cependant, avant d'exposer en quoi consiste la méthode employée, de rappeler quelques résultats, tant généraux que particuliers, déjà obtenus par quelques auteurs.

*Rappel de résultats connus.* — 1° Gauss a établi que, $ax^2$ étant premier avec $y$ et résidu quadratique de $y$, $a$ est résidu quadratique de $y$.

2° Cauchy a démontré la relation suivante pour $n$ premier :

$$(a+b)^n - a^n - b^n = n\,ab(a+b)(a^2+ab+b^2)^e[\psi(a, b)],$$

$e$ prenant la valeur 1 ou 2 selon que $n = 6M - 1$ ou $n = 6M + 1$.

3° Il est connu qu'il suffit de démontrer le théorème de Fermat, à savoir l'impossibilité de résoudre en nombres entiers l'équation $a^n + b^n = c^n$ $(n > 2)$, pour $n$ premier et des valeurs $a$, $b$ et $c$ premières entre elles.

4° Abel et Legendre ont démontré, dans les conditions précisées ci-dessus, que, si l'on pose

$$a = A\omega, \qquad b = B\theta, \qquad c = C\varphi,$$

on doit avoir

$$a + b = \frac{C^n}{\eta}, \qquad \frac{a^n + b^n}{a + b} = \eta\varphi^n,$$

$$c - b = \frac{A^n}{\eta''}, \qquad \frac{c^n - b^n}{c - b} = \eta''\omega^n,$$

$$c - a = \frac{B^n}{\eta'}, \qquad \frac{c^n - a^n}{c - a} = \eta'\theta^n,$$

$\eta$, $\eta'$ et $\eta''$ étant respectivement égaux à $n$ ou 1 selon que C, B ou A sont divisibles ou non par $n$. Étant bien entendu qu'une seule des valeurs $\eta$, $\eta'$ et $\eta''$ puisse être égale à $n$.

De plus A, B, C, $\omega$, $\theta$ et $\varphi$ sont premiers entre eux.

Je me propose maintenant de démontrer le résultat suivant :

*Pour que l'équation $a^n + b^n = c^n$ soit résoluble en nombres entiers premiers entre eux, n étant premier, il faut que, les notations étant celles du résultat 4° exposé ci-dessus, les nombres $\eta\varphi$, $\eta'\theta$, $\eta''\omega$ soient résidus quadratiques réciproques.*

*Premier cas : a, b* et $c \not\equiv 0 \pmod n$. — Nous avons alors

$$\frac{a^n + b^n}{a+b} = \varphi^n, \qquad a + b = C^n,$$

d'où nous tirons

$$C^{n(n-1)} - \varphi^n = n\,ab(a^2 + ab + b^2)^e[\psi(a, b)].$$

Cela prouve que $\varphi^n$ est résidu quadratique de $ab$ et par conséquent de $\omega\theta$. Or $\varphi^n = \varphi^{n-1}$ et, puisque $\varphi^n$ est premier avec $\omega\theta$, $\varphi$ est résidu quadratique de $\omega\theta$.

On démontrerait de même que $\omega$ est résidu quadratique de $\varphi\theta$ et $\theta$ résidu quadratique de $\varphi\omega$. C'est-à-dire que $\varphi$, $\theta$ et $\omega$ sont résidus quadratiques réciproques.

*Deuxième cas : l'un des nombres est* $\equiv 0 \pmod n$. — Soit par exemple $c$ le nombre divisible par $n$.

Nous aurons toujours

$$A^{n(n-1)} - \omega^n = n\,cb(c^2 - bc + b^2)^e[\psi(b, c)],$$
$$B^{n(n-1)} - \theta^n - n\,ca(c^2 - ca + a^2)^e[\psi(c, a)].$$

D'où nous tirons que $\omega^n$ et par conséquent $\omega$ est résidu quadratique de $ncb$, soit de $n\varphi\theta$ et que $\theta$ est résidu quadratique de $n\varphi\omega$.

De plus nous avons

$$\frac{C^{n(n-1)}}{n^{(n-1)}} - n\varphi^n = n\,ab(a^2 + ab + b^2)^e[\psi(a, b)].$$

$n\varphi^n$ est donc résidu quadratique de $\omega\theta$ et puisque $n\varphi^n$ est premier avec $\omega\theta$, $n\varphi$ est résidu quadratique de $\omega\theta$.

Il est donc bien démontré que, dans tous les cas, $\eta\varphi$, $\eta'\theta$, $n''\omega$ sont résidus quadratiques réciproques.

Nous déduirons comme première conséquence que, *pour que $a^n + b^n = c^n$ soit résoluble en nombres entiers, l'un des nombres doit être divisible par 4.*

*Démonstration.* — Il est évident que l'un des nombres doit être pair. Il suffit de démontrer qu'il ne peut être simplement pair.

En effet, puisque $\eta\varphi$, $\eta'\theta$, $\eta''\omega$ doivent être résidus quadratiques réciproques, deux d'entre eux ne peuvent être de la forme $4N + 3$.

Or $\eta\varphi^n$, $\eta'\theta^n$ et $\eta''\omega^n$ sont de même forme que $\eta\varphi$, $\eta'\theta$ et $\eta''\omega$. Donc, dans

$(a^n+b^n)/(a+b)$, $(c^n-a^n)/(c-a)$, $(c^n-b^n)/(c-b)$, il ne doit pas y avoir plus d'un nombre de la forme $4N+3$.

Nous allons démontrer que cela n'est possible qu'à la condition que le nombre pair soit $\equiv 0 \pmod 4$.

*Premier cas :* $c \equiv 0 \pmod 2$. — On a alors $\eta''\omega^n = c^{n-1} + c^{n-2}b + \ldots + b^{n-1}$.

Si $c$ n'est pas divisible par 4, tous les termes du second membre jusqu'à l'avant dernier sont $\equiv 0 \pmod 4$. Et l'on a

$$cb^{n-2} + 2(4\alpha+\varepsilon)(4\alpha+\varepsilon') = 2(4\gamma+\varepsilon'') = 4Q+2 \quad \text{et} \quad b^{n-1} = 4Q'+1,$$

d'où

$$\eta''\omega^n = 4R + 4Q + 2 + 4Q' + 1 = 4S + 3.$$

On démontrerait de même que $\eta'\theta^n = 4S'+3$. Ce qui ne doit pas avoir lieu. Donc $c \equiv 0 \pmod 4$.

*Deuxième cas :* $a \equiv 0 \pmod 2$. — La démonstration est identique. Le développement de $\eta'\theta^n$ conduit à poser $\eta'\theta^n = 4T+3$ et celui de $\eta\varphi^n$ à poser $\eta\varphi^n = 4T'+3$, si $a \equiv 0 \pmod 4$. On en déduit que $a$ doit nécessairement être divisible par 4.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Remarques sur un énoncé de Fermat.* Note de M. **André Roussel**, transmise par M. Élie Cartan.

L'application de théorèmes généraux d'analyse permet d'obtenir le nombre $k$ des systèmes de trois entiers $(x, y, z)$ inférieurs à un entier donné quelconque N, qui satisfont à la condition

$$x^n + y^n = z^n;$$

$k$ (qui est nul si le dernier théorème de Fermat est vrai) est en effet égal au nombre des solutions des quatre équations

$$(1) \qquad \sin\pi x = 0; \quad \sin\pi y = 0; \quad \sin\pi z = 0; \quad x^n + y^n - z^n + t = 0,$$

intérieures au domaine D

$$1 \leqq x \leqq N + \tfrac{1}{2}; \quad 1 \leqq y \leqq N + \tfrac{1}{2}; \quad 1 \leqq z \leqq N + \tfrac{1}{2}; \quad |t| \leqq \tfrac{1}{2}.$$

Il suffit d'appliquer à (1) des propositions connues de Kronecker, complétées par É. Picard [1]. Nous ne pouvons indiquer ici, faute de place, les formules auxquelles on aboutit ainsi, qui donnent $k$ sous forme d'une somme d'intégrales relatives à D et à sa frontière, mais les indications contenues dans cette Note définissent complètement la marche à suivre pour les obtenir.

Plus généralement, soient $f(x, y, z)$ une fonction donnée et $(x_i, y_i, z_i)$ une solution quelconque de (1) supposée exister. Posons

$$I = \Sigma f(x_i, y_i, z_i),$$

(1) *Traité d'Analyse*, 2, Chap. VII, pp. 205 à 213. Paris, 1905.

la sommation étant étendue à toutes les solutions de (1) ne dépassant pas N. On peut, par l'application des propositions mentionnées ci-dessus, former une expression de I *indépendante de la connaissance des solutions de* (1). I est nulle si (1) n'admet pas de solutions. Or, en choisissant convenablement $f$ positive, en prenant, par exemple, $f = e^{-x-y-z}$, la valeur de I tend vers une limite L, quand N tend vers $+\infty$, $n$ restant fixe. Alors si L est positive, l'équation admet au moins une solution en entiers, et l'énoncé de Fermat est faux; au contraire, si L est nulle, l'énoncé de Fermat est vrai. Pour $n$ ayant une valeur numérique donnée, l'expression de L ne dépend d'aucun paramètre : elle est susceptible d'un calcul d'approximation qui pourrait suffire à vérifier que L n'est pas nulle. On peut aller plus loin. Soit le système

$$(2)\quad \left\{\begin{array}{lllll} \sin\pi x = 0; & \sin\pi y = 0; & \sin\pi z = 0; & \sin\pi n = 0; & x^n + y^n - z^n + t = 0; \\ 1 \leqq x \leqq N + \frac{1}{2}; & 1 \leqq y \leqq N + \frac{1}{2}; & 1 \leqq z \leqq N + \frac{1}{2}; & \frac{5}{2} \leqq n \leqq N + \frac{1}{2}; & |t| \leqq \frac{1}{2}; \end{array}\right.$$

si (2) a des racines pour une certaine valeur de N, l'énoncé de Fermat est faux; s'il n'en a pas quel que soit N, il est vrai. Soit $\varphi(x, y, z, n)$ une fonction quelconque. On peut trouver l'expression de la somme

$$J = \Sigma\varphi(x, y, z, n)$$

étendue à toutes les solutions en $(x, y, z, n)$ de (2), la valeur de J étant nulle si (2) n'admet pas de solutions. En choisissant convenablement $\varphi$ positive, par exemple : $\varphi = e^{-x-y-z-n}$, l'expression de J tend vers une limite K pour N infini, et cette limite *ne dépend plus d'aucun paramètre*. Si la constante K est positive, l'énoncé de Fermat est faux; si elle est nulle, il est vrai. On conçoit donc la possibilité de vérifier la première hypothèse par des calculs approchés. Au contraire, si l'énoncé de Fermat est vrai, aucun calcul approché ne permettra de la vérifier. L'application de la méthode précédente est susceptible de modifications, (1) et (2) pouvant être remplacés par des systèmes équivalents.

Dans un ordre d'idées analogue, remarquons que l'énoncé de Fermat est vrai si le maximum M de la fonction

$$g(x, y, n) = \cos^2\pi x + \cos^2\pi y + \cos^2\pi\sqrt[n]{x^n + y^n} + \cos^2\pi n$$

est inférieur à 4 et faux s'il égale ce nombre.

Or, pour

$$(3)\qquad 1 \leqq x \leqq N; \quad 1 \leqq y \leqq N; \quad 3 \leqq n \leqq N,$$

on a, d'après un théorème de Riez,

$$M = \lim_{m=\infty} \left\{ \iiint [g(x, y, n)]^m \, dx \, dy \, dn \right\}^{\frac{1}{m}} = \psi(N),$$

l'intégrale étant étendue au domaine défini par (3). Quand N tend vers $+\infty$, la fonction $\psi(N)$ tend vers une limite A.

Si A est inférieur à 4, l'énoncé de Fermat est vrai. Il y a doute si A est égal à 4; deux cas pouvant se présenter selon que M tend vers 4 en ne cessant de croître (l'énoncé de Fermat serait encore vrai) ou que M reste égal à 4 à partir d'une certaine valeur de N (l'énoncé de Fermat serait alors faux). Mais il y a lieu de noter ici que, à la différence de ce que nous avons indiqué plus haut, le raisonnement par lequel on démontre l'existence de A ne permet pas d'en calculer effectivement une valeur numérique approchée.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur l'application, à un critère d'indépendance, du dénombrement des inversions présentées par une permutation.* Note de M. **Jean Ville**, transmise par M. Émile Borel.

Soient $n$ épreuves successives donnant pour valeurs d'une variable X les résultats

$$x_1,\ x_2,\ \ldots,\ x_n. \tag{1}$$

Supposons que l'on se propose de vérifier si les épreuves ont bien été *indépendantes*, et si la loi de probabilité de X est *restée constante* au cours des épreuves. Supposant cette loi continue, et excluant le cas où deux ou plusieurs des $x_i$ coïncideraient, remplaçons dans (1) chacun des $x_i$ par le rang qu'il occupe dans la suite (1) si l'on suppose les résultats rangés par ordre de grandeur croissante. Nous substituons ainsi à (1) une des $n!$ permutations des $n$ premiers entiers. Si l'hypothèse à vérifier est exacte, toutes ces $n!$ permutations sont également probables. Si nous leur associons les valeurs d'une certaine variable, il nous sera possible d'en déduire un critère permettant de tenter l'hypothèse en question.

Un procédé simple consiste à considérer le nombre $I_n$ d'inversions que présente la permutation observée. On montre sans peine que la probabilité pour qu'une permutation des $n$ premiers entiers présente $x$ inversions est le coefficient de $t^x$ dans

$$f_n(t) = \frac{(1-t)(1-t^2)\ldots(1-t^n)}{n!(1-t)^n}, \tag{1}$$

d'où l'on déduit que

$$m = \mathfrak{M}I_n = \frac{n(n-1)}{4}, \qquad \sigma^2 = \mathfrak{M}(I_n - m)^2 = \frac{n(n-1)(2n+5)}{72}.$$

Il ressort de l'examen de (1) que $I_n$ est somme d'une suite de variables indépendantes

$$I_n = Y_1 + Y_2 + \ldots + Y_n \tag{2}$$

avec $Y_k$ tel que

$$\Pr.\{Y_k = s\} = \frac{1}{k} \qquad (s = 0,\ 1,\ \ldots,\ k-1),$$

ou encore que

$$I_n = \frac{n(n-1)}{4} + \sigma_1 X_1 + \sigma_2 X_2 + \ldots + \sigma_n X_n \tag{3}$$

avec

$$\sigma_k^2 = \frac{k^2-1}{12}, \qquad X_k = \left(Y_k - \frac{k-1}{2}\right) : \sigma_k.$$

Quand $n$ tend vers l'infini, la loi de répartition de $X_n$ a pour limite une loi de répartition uniforme entre les valeurs $-\sqrt{12}$ et $+\sqrt{12}$. Les lois de répartition des $X_n$ constituent donc une *famille normale de lois à moyenne quadratique bornée* (1). La série de terme général $\sigma_n^2$ étant divergente, il est connu que $I_n$ dépend d'une loi dont le type tend vers celui de Gauss quand $n$ tend vers l'infini. Nous obtenons ainsi le théorème :

*Si les n ! permutations des n premiers entiers sont considérées comme également probables, le nombre $I_n$ d'inversions présenté par une permutation est une variable aléatoire obéissant, asymptotiquement, à une loi de Laplace-Gauss de moyenne $[n(n-1)]/4$ et d'écart quadratique $[n(n-1)(2n+5)]/72$.*

En considérant comme impossible un événement de probabilité plus petite que 0,001, on est amené à rejeter l'hypothèse d'indépendance et de constance de la loi de probabilité quand $I_n$ sort des limites

$$\frac{n(n-1)}{4} \pm 3\sqrt{\frac{n(n-1)(2n+5)}{72}}.$$

Pour $n = 100$, ces limites sont 2000 et 3000.

SPECTROSCOPIE. — *Quelques remarques sur la structure et la symétrie de dithionates métalliques, déduites des spectres moléculaires (absorption infrarouge et effet Raman).* Note (1) de MM. **Clément Duval** et **Jean Lecomte**, présentée par M. Aimé Cotton.

On sait qu'à la suite de travaux chimiques et physicochimiques (Baubigny, Cornec, Pascal, R. et Cl. Duval, Cornec et Müller) et de l'étude aux rayons X par différents auteurs, la formule de l'ion thionique doit s'écrire non pas $SO^3$, mais $S^2O^6$. C'est la structure de cet ion que nous discuterons dans ce qui suit.

Nous avons mesuré, entre 500 et 1650 cm$^{-1}$, à l'état de poudres, les spectres d'absorption de 9 dithionates métalliques et de 5 complexes contenant le radical $S^2O^6$. De fortes bandes d'absorption, qui le caractérisent, se placent près de 520, 580, 985, 1200 et entre 1500 et 1600 cm$^{-1}$. Les quatre premières

(1) Paul Lévy, *Théorie de l'addition des variables aléatoires* (*Monographies des Probabilités*, publiées sous la direction de M. Émile Borel, fasc. I, Paris, 1937), p. 106.

(1) Séance du 28 juin 1943.

de ces régions correspondent, dans les spectres des trois dithionates examinés par Sihoven, à des maxima de réflexion. D'autre part le spectre de diffusion du dithionate de sodium, en solution aqueuse, dû à Pringsheim et Yost, indique seulement trois raies à 279, 709 et 1090 $cm^{-1}$. Suivant les déterminations que M. J.-P. Mathieu a bien voulu faire pour nous, elles apparaissent toutes trois comme polarisées.

L'alternance entre l'absorption et la diffusion, ainsi que le nombre des fréquences observées, permet d'écarter la formule simple $SO^3$ et de confirmer la notation $S^2O^6$. D'autre part elle indique la présence d'une symétrie élevée dans la molécule. On peut alors se représenter l'ion dithionate comme constitué par deux groupements $SO^3$ pyramidaux, possédant un axe de symétrie ternaire commun $C_z^3$, sur lequel se placent les deux atomes de soufre. Deux possibilités se présentent :

1° Les atomes d'oxygène, appartenant à ces deux groupements $SO^3$, sont en regard les uns des autres. Il existe alors, en plus de $C_z^3$, un plan de symétrie, perpendiculaire à cet axe, et comprenant deux axes de symétrie binaires (symétrie $D_{3h}$).

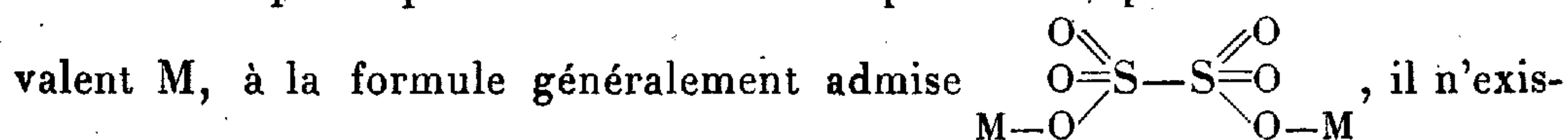
2° Chaque atome de l'un des groupements $SO^3$ se trouve en face d'un vide relativement à l'autre groupement. Autrement dit ceux-ci sont tournés, l'un par rapport à l'autre, de 60° autour de $C_z^3$. Il existe alors, en plus de celui-ci, un centre de symétrie et trois plans de symétrie passant par $C_z^3$ (symétrie $D_{3d}$).

Les 18 vibrations fondamentales d'un modèle à huit masses, tel que $S^2O^6$, se réduisent à 12 vibrations distinctes, par suite de la présence de l'axe de symétrie ternaire (6 simples et 6 doubles dégénérées). On trouve facilement que, dans le cas de la symétrie $D_{3d}$, *aucune* fréquence Raman ne doit se retrouver dans l'absorption, alors que, dans la symétrie $D_{3h}$, trois raies Raman dépolarisées, représentant des vibrations doubles dégénérées, peuvent avoir leur correspondance dans l'infrarouge. *L'alternance que nous observons semble donc nettement en faveur de la symétrie* $D_{3d}$. Mais la certitude n'est pas entière, car le spectre de diffusion observé se présente comme incomplet. En effet, quelle que soit la symétrie adoptée, on prévoit l'existence de trois raies Raman dépolarisées, qui n'apparaissent pas sur les clichés. Il serait, d'un autre côté, possible de faire un choix entre les deux modèles moléculaires, au moyen des règles de sélection dans l'absorption pour les harmoniques des vibrations dégénérées; mais les fréquences sortent de notre domaine. Indiquons que les rayons X, au moyen des diagrammes de poudres, conduisent Huggins et Frank, Barnes et Wendling à la symétrie $D_{3d}$.

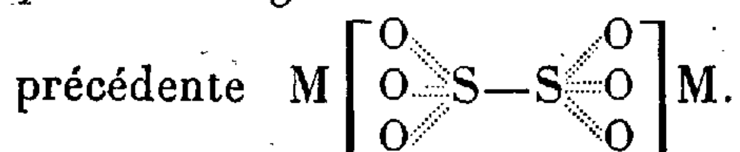
Quelle que soit la solution choisie, il devient facile d'établir des schémas des 12 vibrations distinctes, en partant, par exemple, de ceux de l'ion oxalique, que nous avons étudiés antérieurement. Chaque groupement $SO^3$ possède deux vibrations de valence (une simple et une double dégénérée). Comme les deux groupements peuvent vibrer en phase ou en opposition de phase, on

obtient ainsi deux vibrations de valence simples et deux doubles dégénérées, qui sont représentées par des fréquences voisines de 985 (IR), 1090 (Ra), 1200 (IR) et ? (Ra) $cm^{-1}$. D'autre part la vibration de déformation symétrique de $SO^3$, pour la même raison, se décompose en deux fréquences : 580 (IR) et 709 (Ra) $cm^{-1}$. La raie Raman 279 $cm^{-1}$ représente une vibration $(SO^3) \rightleftharpoons (SO^3)$ et la bande infrarouge vers 520 $cm^{-1}$ probablement une vibration gauche. Sur les 12 vibrations distinctes, 8 apparaissent ainsi identifiées : parmi les autres, l'une reste inactive dans l'absorption et dans la diffusion, les trois autres sont à chercher vers des fréquences basses.

On remarquera que si les dithionates répondaient, pour un métal monovalent M, à la formule généralement admise




, il n'existerait pas d'axe de symétrie ternaire, ce qui conduirait à 18 vibrations distinctes. Elles seraient presque toutes ou toutes actives, à la fois dans l'absorption et dans la diffusion, suivant que l'on conserve ou non deux plans de symétrie. Les résultats expérimentaux se montrent en désaccord avec cette manière de voir, et les spectres ne possèdent pas de fréquence pouvant représenter une *double* liaison S=O. Il faut donc admettre, comme nous venons de le faire, que *les trois atomes d'oxygène de chaque radical* $SO^3$ *sont indiscernables les uns des autres, et qu'il existe une résonance entre les valences qu'ils échangent avec l'atome de soufre,* ce qui conduit à écrire la formule précédente



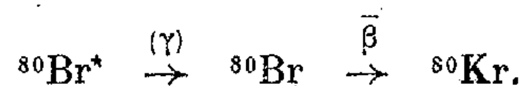

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Les coefficients de conversion interne dans la transition isomérique* $^{80}Br^{*} \rightarrow {}^{80}Br$. Note de M. **André Berthelot**, présentée par M. Aimé Cotton.

La transition isomérique $^{80}Br^{*} \rightarrow {}^{80}Br$ est sans doute celle qui a donné lieu au plus grand nombre de travaux. On sait, d'après les mesures au spectrographe magnétique (¹), qu'elle est accompagnée de trois raies de conversion d'énergies 23,6, 35,5 et 47,2 keV. La première est la conversion K d'un quantum de 37 keV qui a été observé par Grinberg et Roussinow (²). La troisième est la conversion L d'un quantum de 49 keV que les mêmes auteurs n'ont pas réussi à observer. Quant à la seconde elle peut être soit la conversion K du quantum de 49 keV, soit la conversion L du quantum de 37 keV, soit un mélange des deux. Cependant un point important demeure obscur malgré ces recherches. Les deux quanta sont-ils émis en cascade comme le pensent Grinberg et Roussinow (²), ou bien s'agit-il, comme le prétendent Valley et Mac Creary (¹),

(¹) Valley et Mac Creary, *Phys. Rev.*, 56, 1939, p. 863.
(²) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 181.

de deux modes de transition différents faisant passer d'un niveau à 49 keV au niveau fondamental avec ou sans passage par un niveau intermédiaire à 37 (ou 12) keV ? A notre connaissance aucun argument décisif n'avait jusqu'ici été donné en faveur de l'une ou l'autre hypothèse. De plus les différentes estimations qui ont été faites des coefficients de conversion ne sont pas en très bon accord.

Les mesures d'absorption du rayonnement de conversion que nous avons réalisées ([3]) nous permettent d'apporter quelques précisions sur ces différents points. Nous avons opéré sur le produit en équilibre de régime



$$^{80}Br^{*} \xrightarrow{(\gamma)} {}^{80}Br \xrightarrow{\beta} {}^{80}Kr.$$

Si $N_e$ représente le nombre d'électrons de conversion émis dans une raie donnée, et $N_\beta$ le nombre de rayons β émis pendant le même temps, il y a $\alpha = (N_e/N_\beta)[\lambda_2/(\lambda_2 - \lambda_1)] = 1,07(N_e/N_\beta)$ électrons de conversion émis dans cette raie par désintégration.

Pour connaître le nombre d'électrons dans chaque raie et dans le spectre β, nous devons décomposer la courbe d'absorption du rayonnement total en la somme des courbes d'absorption individuelles et extrapoler chacune pour une épaisseur nulle d'absorbant.

Pour opérer cette décomposition nous admettons d'abord que les courbes d'absorption sont des droites, puis nous effectuons une légère correction pour tenir compte de leur concavité vers le bas aux faibles épaisseurs d'absorbant. Nous obtenons ainsi pour 100 rayons β traversant l'écran de 7,27 mg/cm²

A(β) = 114; B(47,2 keV) = 14; C(35,5 keV) = 106; D(23,6 keV) = 39;
E (électron Auger) = 83.

D'autre part le rendement d'une paire de compteurs en coïncidence a été trouvé égal à 0,88 pour les rayons β et 0,94 pour les électrons de conversion qui sont plus ionisants. Les chiffres donnés plus haut pour chaque raie correspondent donc à $(114 \times 0,94/0,88) = 122$ rayons β.

Le nombre d'électrons de conversion émis par transition dans chaque raie est alors B = 0,12; C = 0,93; D = 0,34; E = 0,73.

Il y a donc 1,39 électron de conversion émis par transition. Ceci montre clairement que c'est la seconde des deux hypothèses envisagées plus haut qui est à retenir, le niveau métastable du brome étant à 86 keV. La difficulté pour la détermination des coefficients de conversion vient de ce que la raie C est commune aux deux quanta convertis. Nous admettons avec Grinberg et Roussinow que l'absence de photons de 49 keV en indique la conversion totale,

([3]) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 884.

et nous obtenons les coefficients de conversion

$$(49\,\text{keV})_L = 12\,\%; \quad (49\,\text{keV})_K = 88\,\%; \quad (37\,\text{keV})_L = 5\,\%; \quad (37\,\text{keV})_K = 34\,\%.$$

La conversion du quantum de 37 keV est de 39 %, valeur un peu plus faible que celles publiées antérieurement [50 % selon Grinberg et Roussinow; 63 % selon De Vault et Libby (4)].

Si l'on cherche maintenant à déterminer les ordres multipolaires des transitions en comparant aux valeurs théoriques de Hebb et Nelson (5), on trouve que la meilleure concordance est obtenue si le quantum de 49 keV est octopolaire magnétique (valeurs théoriques $\alpha_K$ 0,81, $\alpha_L$ 0,18) et si le photon de 37 keV est dipolaire magnétique ($\alpha_K$ 0,31, $\alpha_L$ 0,05).

C'est donc certainement la transition de 49 keV qui détermine la période de $^{80}Br^*$. Ceci est en accord avec la formule que nous avons déduite du modèle nucléaire de la goutte liquide (6). La probabilité de transition par unité de temps est donnée par

$$W_\gamma = 3(2l+3)\left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{2l+2}\frac{Z^2e^2}{Mc}\,\frac{R^{2l}}{1^2 3^2\ldots(2l+3)^2},$$

pour une émission $2^l$ polaire magnétique de photons. En introduisant les valeurs numériques relatives au brome et $l=3$, elle conduit à la période $T_\gamma = 115.10^4$ sec. La théorie de Hebb et Nelson nous permet de calculer $W_e/W_\gamma$ que l'on trouve égal à 144, d'où la valeur réelle de la période

$$T = \frac{115.10^4}{145} = 7900\ \text{sec.} = 2,2\ \text{heures}.$$

La valeur expérimentale étant 4,5 heures, on peut considérer que l'accord est bon.

Les résultats ci-dessus indiquent 1,22 conversion K par transition, et par suite une probabilité de 60 % pour l'expulsion d'un électron Auger. Or la valeur exacte est 45 %. La raison de cet écart est sans doute que la raie formée par ces électrons se prête mal à l'extrapolation, près de la moitié de son parcours étant constituée par l'atmosphère gazeuse du compteur.

CHIMIE DES COMBUSTIBLES. — *Étude de la peptisation des substances humiques au moyen des solutions alcalines.* Note de Mme **Andrée Boutserin**.

Les liqueurs alcalines dissolvent une partie du lignite. Cette partie est constituée principalement par des acides humiques qui passent dans la solution

(4) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 688.
(5) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 486.
(6) Berthelot, *Cahiers de Physique* (sous presse).

sous forme d'humates. Par addition d'acides minéraux, jusqu'à pH acide, la solution d'humates abandonne ses acides humiques sous forme d'un précipité colloïdal.

Au cours de précédents travaux nous avions remarqué que le rendement de l'extraction des acides humiques à partir d'un lignite donné, dans des conditions expérimentales données, était meilleur avec une lessive de soude diluée qu'avec une lessive de soude concentrée. Nous avions fait cette même remarque en opérant sur différents lignites. C'est pourquoi nous avons entrepris l'étude systématique de l'influence de la concentration des solutions alcalines sur la peptisation des acides humiques.

Nous avons employé un lignite peu évolué, donc très riche en acides humiques : celui d'Hostens (Landes). Les extractions ont été faites à froid et à chaud par l'ammoniaque et la soude. Chaque expérience a porté sur 200$^g$ de lignite brut mis en présence de 2$^l$ de solution alcaline. Les résultats ont été exprimés en grammes d'acides humiques (A. H.) (lavés par HCl) pour 100$^g$ de lignite supposé débarrassé des cendres et de l'eau.

A. Extractions a froid. — Elles ont été réalisées, à la température du laboratoire (17° en moyenne), sur du lignite séché à l'air, possédant une teneur en cendres de 14,0 % et une teneur en eau de 14,5 %. Le lignite et la solution alcaline étaient introduits dans un ballon. Celui-ci, soigneusement bouché, était agité de temps en temps. Le contact était maintenu pendant 48 heures.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

| | $NH_4OH$. | | NaOH. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Concentration en alcali (%).... | 5 | 20 | 1 | 5 | 25 |
| A. H. extrait (%)............. | 37,0 | 14,0 | 44,0 | 49,6 | 28,6 |

B. Extractions a chaud. — Nous avons employé le même lignite, mais non séché à l'air : teneur en eau 69,2 %, teneur en cendres 2,0 %.

Les acides humiques se décomposant déjà sensiblement à la température de 120°, nous avons opéré au bain-marie à 100°. Un réfrigérant surmontait le ballon contenant lignite et lessive alcaline, ce qui permettait de conserver une quantité d'eau constante. Les solutions de soude n'entrant pas en ébullition à 100°, l'agitation ne se faisait pas d'elle-même; c'est pourquoi nous avons muni l'appareil d'un agitateur mécanique. De plus, pour éviter l'oxydation qui se produit très facilement à cette température (oxydation qui, comme on le sait, modifie le rendement), nous avons opéré en atmosphère d'azote. Chaque extraction a duré 3 heures.

Voici les résultats obtenus avec le pourcentage extrait (A.H. %) des matières organiques :

| Concentration des solutions de NaOH (%). | Matières extraites à partir de 200g de lignite brut et après lavage. 1re extract. | 2e extract. | 3e extract. | Teneur en cendres de l'A. H. après lavage HCl (%). | A. H. (%). |
|---|---|---|---|---|---|
| 0 (eau distillée).. | 0 | 0 | 0 | – | 0 |
| 1 ............... | 38,5 | 4 | traces | 1,15 | 72,8 |
| 5 ............... | 42 | 1 | » | 0,5 | 74,2 |
| 7,5 ............. | 41 | 0,5 | » | 0,87 | 71,4 |
| 10 .............. | 41 | 0,2 | » | 0,45 | 71,2 |
| 30 .............. | 33 | traces | » | 0,41 | 57,1 |

Les résultats obtenus avec $NH^4OH$ à chaud montrent peu de cohérence. Ceci tient au fait de la très grande volatilité de l'ammoniaque.

C. CONCLUSIONS. — 1° Les résultats obtenus aussi bien à chaud qu'à froid nous montrent bien ce que nous avions annoncé au début, que le rendement est moins bon avec des solutions concentrées. Les résultats obtenus à chaud étant plus nombreux, nous avons pu construire la courbe du rendement en fonction de la concentration dans ce cas. Cette courbe met en outre en évidence l'existence d'un maximum pour des concentrations voisines de 3 %. Ce résultat avait déjà été pressenti par des auteurs américains (Mason et Lavine, Communication au Congrès de l'*American Chemical Society*, à Kansas City, 17 avr. 1936). Nous pensons préciser l'allure de la courbe au niveau du maximum dans des recherches ultérieures.

2° La plupart des auteurs qui avaient fait des extractions à chaud et en présence de soude avaient constaté que le rendement était meilleur avec une lessive concentrée. Or ils opéraient à l'air libre. Leurs résultats ne sont nullement en contradiction avec les nôtres, puisque nous avons opéré, d'une part à chaud et *en atmosphère d'azote*, d'autre part à l'air libre et *à froid*.

*a. A chaud.* — Il semble bien que c'est l'oxygène de l'air qui intervenait lors de l'emploi de soude concentrée à l'air libre; pour faire apparaître des substances humiques (ou mieux prohumiques) qui n'existaient pas dans le lignite avant l'expérience. C'est ce que pensaient déjà Fischer et Schrader.

*b. A froid.* — L'oxygène n'agirait que très lentement, amenant la formation de quantités inappréciables de substances prohumiques pendant la durée de l'expérience.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Sur une disposition exceptionnelle des vaisseaux alternes dans une racine de* Lupinus albus. Note de Mlle **MADELEINE FOURCROY**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Pendant longtemps on a opposé la structure de la tige à celle de la racine, attribuant à chacune des caractères propres. G. Chauveaud et son école, au

contraire, rapprochent les deux organes et leur reconnaissent des dispositions structurales concordantes, que modifie seule l'accélération basifuge; les éléments vasculaires alternes centripètes se constituent et persistent intégralement dans la racine des Phanérogames, ils ne se forment pas ou se résorbent dans leur tige. On sait néanmoins que les traumatismes provoquent l'altération des vaisseaux primitifs de la racine et leur remplacement par les éléments des phases ultérieures; une accélération pathologique exerce alors, dans la racine, une action rigoureusement comparable à celle de l'accélération basifuge dans les tiges jeunes [Dauphiné (1921), traumatisme brutal, résorption de vaisseaux non encore différenciés; M[lle] Fourcroy (1930-1937), traumatismes variés et ménagés, influence à distance de part et d'autre du point lésé; Boureau (1938), extension des résultats aux Gymnospermes].

Cherchant à préciser les relations conductrices entre les racines et leurs radicelles, j'ai attribué à la naissance de ces dernières des répercussions sur la

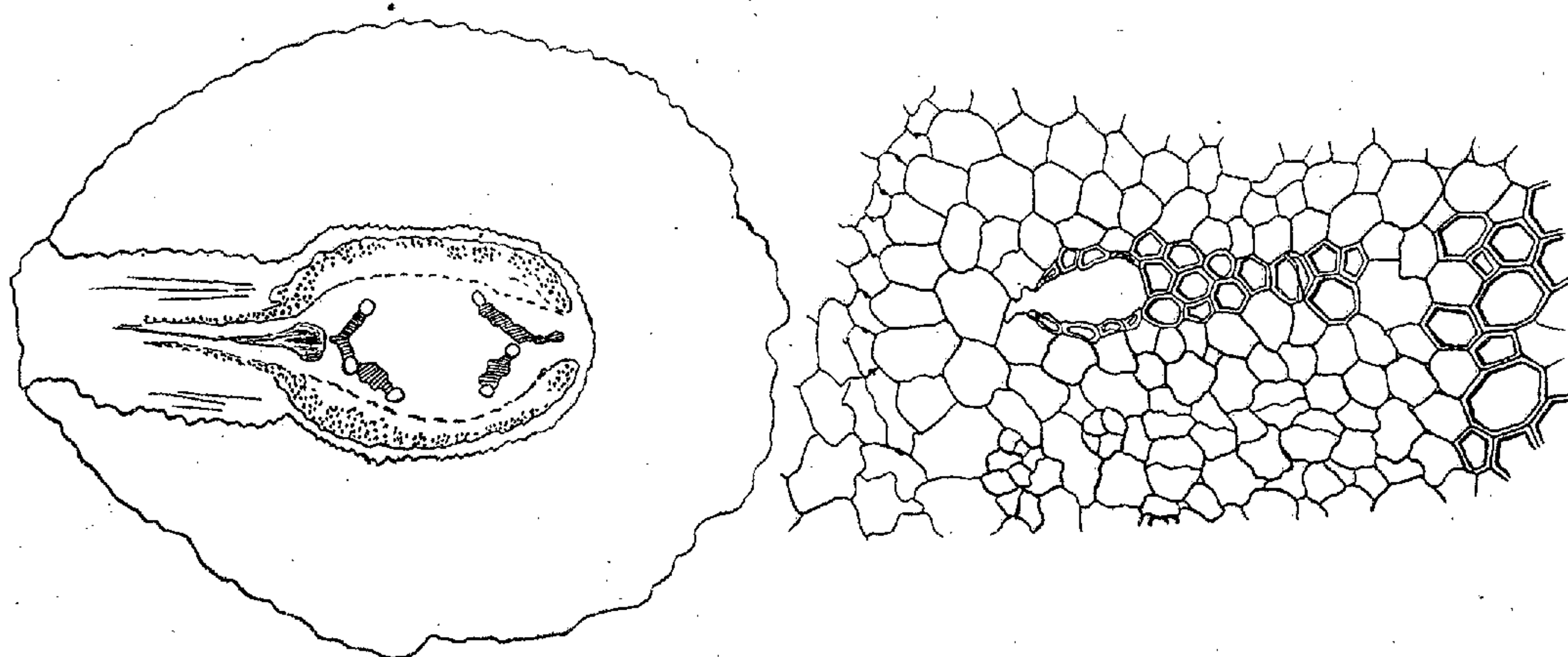


Fig. 1. Fig. 2.

structure radiculaire, au voisinage de leur insertion ([1]). En particulier j'ai noté une altération, très locale et très limitée sans doute mais réelle, des premiers éléments du faisceau centripète qui alimente une radicelle. Dans l'espoir de multiplier les exemples, j'ai étudié des racines *normales* dont les radicelles étaient très abondantes : une racine de Lupin blanc les présentait avec une si grande densité qu'elles se touchaient à leur sortie de l'écorce de la racine mère. La figure schématique 1 représente une coupe située à 3,5 cm environ du collet et intéresse l'une de ces radicelles axialement à son insertion; au milieu des éléments vasculaires du raccord, les premiers vaisseaux alternes centripètes de la racine forment un amas plus foncé et confus; au-dessus, entre cette radicelle et la radicelle supérieure suivante, la figure de détail 2 révèle des

([1]) *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 11[e] série, 3, 1942, p. 177.

vaisseaux alternes déformés, aplatis, répartis en deux branches de quatre autour d'une lacune énorme. Que s'est-il passé? La radicelle est normalement développée; la série complète des coupes atteste que la racine est normale; aucune perturbation ni au-dessous ni au-dessus de ce niveau (on le vérifiera dans une figure de détail que je fournirai prochainement). Un traumatisme impossible à déceler actuellement aurait-il touché la radicelle, très localement, et dès son origine? Les vaisseaux mal formés seraient-ils les plus périphériques de la spatule qui caractérise le raccord? Il est certain que les vaisseaux alternes bien constitués dessinent un faisceau tronqué, amputé des éléments de petit calibre de sa pointe. Avec ou sans l'aide d'un traumatisme, il faut admettre que les plus influencés, ceux du raccord le plus direct, n'ont pu subsister, tandis que les latéraux, moins intensément touchés, se sont simplement déformés.

Quoi qu'il en soit, nous trouvons, dans une racine normale de Lupin, un faisceau alterne qui fait penser à celui des Gymnospermes à canaux sécréteurs radiculaires, mais avec ces différences essentielles : les deux branches de la pince n'enserrent qu'une *lacune* et leurs éléments présentent une altération *indépendante* de leur ordre ontogénique.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence d'organes androgynes chez* Mnium rostratum *Schrader*. Note de M. Claude Hamant, présentée par M. Auguste Chevalier.

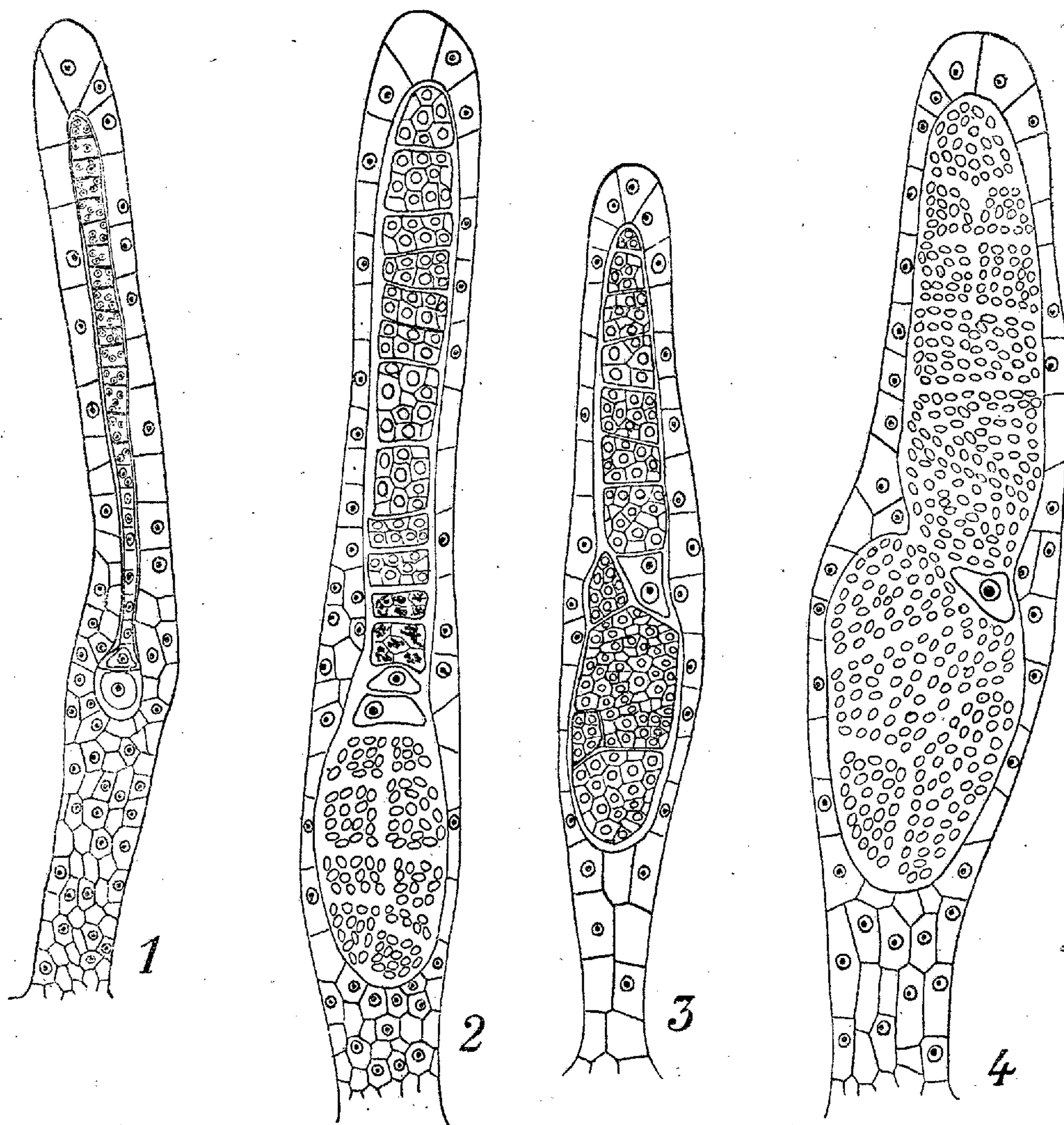
Les cas d'interversion dans le développement des organes sexuels chez les Bryophytes homothalliques ont déjà retenu l'attention de quelques observateurs [1]; nous avons examiné l'ensemble des faits chez *Mnium rostratum* Schrad. Dans cette espèce synoïque, les organes androgynes peuvent se ramener à quatre types principaux qui établissent tous les termes de passage entre l'archégone et l'anthéridie typiques.

1. L'archégone est normalement développé, avec oosphère typique, accompagnée de la cellule du canal du ventre; mais les cellules du canal du col subissent des recloisonnements longitudinaux et transversaux, souvent plus nombreux vers le sommet du col, et se trouvent finalement remplacées par des cellules anthéridiales évoluant en spermatozoïdes (*fig.* 1).

2. L'oosphère et la cellule du canal du ventre occupent leur position normale, mais les cellules du canal du col se trouvent remplacées, à la suite de divisions répétées, par une importante masse de tissu spermatogène typique. Tous les tissus du pédicelle, à l'exception d'une assise pariétale, donnent également naissance à un tissu spermatogène, déjà différencié en spermatides dans la

(1) M. Hy, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 6e série, 18, 1884, pp. 105-206; E. de Bergevin, *Rev. Bryol.*, 29, 1902, pp. 115-119; G. M. Holferty, *Bot. Gaz.*, 37, 1904, pp. 106-126; G. S. Bryan, *Bot. Gaz.*, 84, 1927, pp. 89-101.

figure 2, et où il faut également noter la présence de divisions simultanées, groupées par secteurs, aspect tout à fait caractéristique que l'on rencontre habituellement dans les anthéridies normales (*fig.* 2).




3. La *cellule ventrale* (divisée ou non en oosphère et cellule du canal du ventre) se trouve placée excentriquement au voisinage de la paroi dans un organe renflé qui présente, de plus, deux masses spermatiques, partiellement séparées par un bourrelet annulaire; celui-ci est constitué par des cellules de la paroi et se trouve situé au niveau de la base du col primitif (*fig* 3).

4. Les organes de ce type offrent nettement des caractères anthéridiaux : pédicelle court, allure générale ovoïde; on remarque cependant une ou plusieurs cellules qui n'ont pas subi les divisions différenciant les spermatides et qui gardent une allure oosphérienne au milieu du tissu spermatogène différencié (*fig.* 4).

Comme c'est habituellement le cas chez les mousses synoïques, les anthéridies et les archégones ne sont pas mélangés, mais occupent des zones distinctes du bourgeon terminal; les anthéridies sont voisines du sommet de l'axe et constituent un massif protandre, entouré par une couronne d'archégones. Les organes ambisexués se localisent, dans la plupart des cas, au milieu des archégones normaux ou à la limite des deux zones. Par leur position aussi bien que par leur morphologie générale, les organes des types 1 à 3 peuvent être considérés comme des gamétanges femelles modifiés, mais se développant suivant le schéma habituel des archégones. Nous n'avons pas observé de spermatozoïdes mûrs dans les organes androgynes de *M. rostratum*, mais seulement des spermatides dans les cas les plus avancés (*fig.* 2 et 4).

L'intérêt de ces observations nous paraît double : elles établissent d'une part l'homologie souvent soulignée entre anthéridies et archégones, d'autre part, comme l'a fait remarquer G. Chalaud ([2]), elles montrent que la ségrégation des sexes n'est nullement établie, chez les espèces homothalliques, au moment où la cellule mère donne l'organe ♂ ou ♀, mais beaucoup plus tard, à un stade difficile à fixer, et certainement pas antérieur aux divisions mitotiques desquelles sont issues les spermatides ou l'oosphère.

PHARMACODYNAMIE. — *Action comparée, sur la chronaxie du muscle strié, du para-aminobenzoyl-diéthylaminoéthanol et de quelques-uns de ses dérivés.* Note de MM. **René Hazard** et **André Sévin**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

Les différents produits étudiés ([1]), mis en solution dans le Ringer, ont amené des modifications de la chronaxie du gastrocnémien de Grenouille, que nous résumons sous forme de tableaux donnant en mμF les moyennes de plusieurs expériences réalisées à diverses concentrations.

1. *Para-aminobenzoyl-diéthylaminoéthanol.* — Le chlorhydrate de cet ester (utilisé sous le nom de novocaïne et désigné ici par les lettres P. A. D.) produit une lente montée de la rhéobase et une élévation de la chronaxie ([2]) d'autant plus lente que la concentration est plus faible. Limite d'activité : 1 pour 750.

---

([2]) *Rev. Cytol.* (sous presse).

([1]) Les constantes et les solubilités de ces corps ont été données dans une Note précédente (*Comptes rendus,* 216, 1943, p. 779).

([2]) Divers auteurs ont déjà signalé la diminution, sous l'influence de la novocaïne, de l'excitabilité musculaire directe. De plus, A. Spycher (*Zeits. f. Biol.*, 77, 1923, p. 199) a montré qu'elle augmente le temps de passage du courant électrique nécessaire pour provoquer une secousse du sartorius de grenouille et H. Siems (*Deuts. Zeits. f. Nervenheilkunde,* 131, 1923, pp. 169-190) qu'elle élève la chronaxie du muscle chez le Chien, la Grenouille et chez l'Homme.

*Chlorhydrate de P. A. D.*

| | 1 p. 100. | 1 p. 200. | 1 p. 250. | 1 p. 500. | 1 p. 750. | 1 p. 1000. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Normal........ | 49 | 41 | 35 | 33 | 45 | 43 |
| 5 min........ | 54 | 42 | 36 | 35 | – | – |
| 10 » ........ | 55,4 | 46 | 36,5 | 35,5 | – | – |
| 15 » ........ | 59 | 58,5 | 40,5 | 36 | 45 | – |
| 20 » ........ | 69 | – | – | 38 | – | – |
| 30 » ........ | – | – | – | 41 | 45 | – |
| 40 » ........ | – | – | – | 43 | 45 | – |
| 50 » ........ | – | – | – | 58 | – | – |
| 55 » ........ | – | – | – | – | 63 | Sans action |
| 60 » ........ | – | – | – | – | 126 | après 60 min |

2. *Iodométhylate de P. A. D.* — Peu de modification de la rhéobase. Élévation rapide de la chronaxie, beaucoup plus forte que pour le P. A. D. et sensible encore à 1 pour 5000.

*Iodométhylate de P. A. D.*

| | 1 p. 100. | 1 p. 300. | 1 p. 400. | 1 p. 500. | 1 p. 750. | 1 p. 1000. | 1 p. 1500. | 1 p. 2000. | 1 p. 5000. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Normal.. | 30 | 25 | 25 | 32 | 42 | 30 | 37,5 | 40 | 30 |
| 5 min.. | 36 | 27 | 35 | 40 | 47 | 31,5 | – | – | – |
| 10 » .. | 39,5 | 29 | – | 42 | 48,5 | – | – | – | – |
| 15 » .. | 60 | 34 | 105 | 47 | 50 | 42 | 40 | 43 | 30 |
| 20 » .. | 310 | 39 | 117 | 81 | 53 | 52 | – | – | – |
| 25 » .. | – | 48 | – | 95 | – | – | – | – | – |
| 30 » .. | – | – | – | – | – | – | 48 | 54 | 30 |
| 45 » .. | – | – | – | – | – | – | 87 | 75 | 35 |

3. *Ester acétique du P. A. D.* — Activité un peu inférieure à celle du P. A. D. et action plus lente encore à se manifester. L'élévation rapide de la rhéobase empêche de prolonger les mesures. Limite d'activité : 1 pour 500.

*Acétyl P. A. D.*

| | 1 p. 100. | 1 p. 200. | 1 p. 300. | 1 p. 500. | 1 p. 750. | 1 p. 1000. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Normal.... | 20 | 21 | 21 | 39 | 27 | 56 |
| 5 min.... | 20 | 25 | 21 | – | – | – |
| 10 » .... | 20 | 26 | 22 | – | – | – |
| 15 » .... | 21 | 33 | 25 | 41,3 | 27 | 56 |
| 20 » .... | 35 | 42 | – | – | – | – |
| 25 » .... | – | – | 26 | – | – | – |
| 30 » .... | – | – | – | 44 | Sans action après 75 min | Sans action après 50 min |

4. *Iodométhylate d'acétyl P. A. D.* — Action sur la rhéobase égale, action sur la chronaxie un peu supérieure à celle du P. A. D. et un peu plus précoce. Limite d'activité : 1 pour 500.

*Iodométhylate d'acétyl P. A. D.*

| | 1 p. 100. | 1 p. 200. | 1 p. 300. | 1 p. 500. | 1 p. 750. | 1 p. 1000. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Normal.... | 41 | 43,5 | 33,5 | 48 | 27,5 | 40 |
| 5 min.... | 54 | 45 | 36 | – | – | – |
| 10 » .... | 60 | 48,5 | 37 | – | – | – |
| 15 » .... | 64 | – | – | 48,5 | – | 40 |
| 20 » .... | 74 | – | – | 50 | – | – |
| 30 » .... | – | 48,5 | 38,5 | 59 | – | 40 |
| 40 » .... | – | 63 | 80 | 65 | 27,5 | – |
| 45 » .... | – | 195 | – | – | Sans action après 80 min | Sans action après 60 min |

Dans tous les cas d'élévation de la chronaxie, on n'a pas observé d'abaissement par lavage.

Ainsi le passage de la fonction amine tertiaire à l'ammonium quaternaire par iodométhylation renforce considérablement la faible action curarisante du P. A. D. et la rend beaucoup plus précoce. L'acétylation de la fonction amine primaire diminue au contraire faiblement l'activité de la molécule. L'iodométhylation et l'acétylation simultanées donnent un composé d'activité intermédiaire entre celles de l'iodométhylate et du dérivé acétique.

TÉRATOGENÈSE. — *Technique d'irradiation localisée d'embryons de Souris dans l'utérus au moyen des rayons* X. Note de MM. **Albert Raynaud** et **Marcel Frilley**, présentée par M. Maurice Caullery.

De nombreuses destructions localisées, au moyen des rayons X, ont déjà été réalisées sur l'œuf et l'embryon des Invertébrés et Vertébrés inférieurs; mais, mises à part les publications concernant l'irradiation des fœtus à travers la paroi abdominale des femelles en gestation ([1]), il n'existe pas, à notre connaissance, dans la littérature, de description d'expériences d'irradiation *localisée* portant sur l'embryon des Mammifères.

Nous apportons la description d'une technique d'irradiation par rayons X, permettant de léser ou de détruire certains organes, ou des régions plus ou moins étendues de l'embryon de Souris, en développement dans l'utérus, pendant la deuxième moitié de la gestation.

Le principe de la méthode est le suivant : obtenir un faisceau de rayons X de faible diamètre (0,5 à $3^{mm}$) et le diriger sur la partie de l'embryon choisie, repérée par transparence à travers la corne utérine et la cavité amniotique, après laparotomie de la mère, sous anesthésie à l'éther.

Sur le conseil de M. A. Lacassagne, le dispositif expérimental a été réalisé

(1) A. Lacassagne, *C. R. Assoc. Anatom.*, 16, 1921, p. 205; F. B. Hanson, *Anat. Rec.*, 24, 1923, p. 415; A. S. Parkes, *J. Roy. Mic. Soc.*, 1927, p. 97.

de la façon suivante : un canaliseur cylindrique de laiton nickelé, terminé par un localisateur d'ouverture très réduite, est adapté à la fenêtre de sortie du tube à rayons X et délimite un faisceau vertical dirigé vers le bas. Après laparotomie de la souris gravide, on amène la corne utérine au contact de la pointe effilée du localisateur. L'intervention sur l'embryon a été effectuée au 13[e] et au 14[e] jour de la vie intra-utérine (embryons âgés de 12 jours 6 heures à 13 jours 16 heures). A ce stade, un éclairage latéral de l'embryon permet d'obtenir une transparence convenable à travers la corne utérine et les enveloppes fœtales. Le repérage du territoire à irradier s'effectue sous la loupe binoculaire; les points de repère principaux sont le contour des organes, la bouche, l'oreille, l'œil, les membres et en particulier, pour l'irradiation de la tête, les vaisseaux sanguins qui se détachent en rouge sur la surface blanche du crâne ([2]); une ampoule électrique éclaire le champ et maintient la corne utérine à une température convenable. L'embryon choisi pour l'irradiation est disposé de telle façon que les rayons ne rencontrent pas le placenta sur leur trajet; enfin, pour éviter tout déplacement de l'embryon (que pourraient provoquer les mouvements de la cage thoracique de la mère), on exerce, avec l'extrémité du tube localisateur, une légère pression sur la corne utérine et le sac amniotique ; dans ces conditions, le territoire atteint par les rayons reste strictement délimité pendant l'irradiation.

Les caractéristiques du matériel et des appareils qui ont été utilisés dans nos expériences sont les suivantes :

Les rayons X sont produits au moyen d'un tube démontable à anticathode de molybdène, fonctionnant sous une tension constante de 33,5 kV, avec des intensités de 30 à 50 mA; la corne utérine a été placée, suivant les expériences, à 9 ou 13[cm] du foyer. Le rayonnement débité (raies K du Mo et fond continu) a une longueur d'onde efficace de 0,95 Å (coefficient d'absorption dans l'eau : $\mu = 3,5$). Les dispositifs utilisés nous ont permis de faire varier l'intensité du rayonnement entre 5000 et 24000 r/min.

Le canaliseur de laiton nickelé adapté au tube est ainsi constitué : il comprend un corps principal cylindrique, à l'extrémité duquel est vissé un embout localisateur de forme variable. Le corps du canaliseur est un tube cylindrique de 5[mm] de diamètre intérieur. Nous avons utilisé deux canalyseurs, ayant pour longueur respectivement 4 et 8[cm] correspondant (avec des embouts de 1[cm] de longueur et une distance foyer-fenêtre) de 4[cm] à des distances de 9 et 13[cm] entre le foyer et la corne utérine. Les embouts localisateurs sont interchangeables et de formes variées : effilés ou aplatis à leurs extrémités, ils sont percés d'un canal cylindrique plus ou moins étroit, permettant de limiter le faisceau de rayon utilisé à des pinceaux de faible ouverture, ayant pour diamètre 0,5, 1 et 3[mm]. Enfin, dans

([2]) Dans ces expériences, l'incision de la corne utérine n'a pas été effectuée, afin d'éviter les lésions de l'utérus et la suture de la paroi musculaire, traumatismes qui pourraient entraver une parturition normale. Il est cependant possible, après avoir fendu la paroi de l'utérus, de retirer hors de la corne l'embryon contenu dans le sac amniotique et laisser celui-ci reposer dans la cavité abdominale de la mère. Nous avons obtenu ainsi la poursuite du développement des embryons pendant une trentaine d'heures; mais, par suite de lésions placentaires, la mortalité est élevée.

certains cas, nous avons donné au faisceau de rayons d'autres formes, en utilisant des embouts ayant des ouvertures carrées ou rectangulaires, percées à travers une épaisseur convenable de plomb et de laiton. Ces différents dispositifs ont été établis pour éviter toute pénombre autour du faisceau, permettre un centrage précis et limiter strictement l'irradiation à l'organe visé ([3]). Enfin, un obturateur placé à l'entrée du canaliseur permet de démasquer le faisceau pendant le temps convenable, le tube fonctionnant d'une façon continue. On peut ainsi éviter la période de régime instable consécutive à l'allumage du tube et déterminer avec précision la dose appliquée.

Cette technique nous a permis, à l'heure actuelle, d'administrer en des temps relativement courts (1 à 3 minutes), sur des territoires localisés de l'embryon de Souris, des doses élevées de rayons X. En particulier des doses de 5000 à 40000 *r*, appliquées sur la tête des embryons, se sont montrées compatibles avec leur survie : sur 72 embryons ainsi traités, 30 ont pu poursuivre leur développement dans l'utérus et, parmi ceux-ci, 29 ont évolué jusqu'à la naissance. Bien qu'ayant actuellement limité nos interventions aux embryons âgés de 12 à 13 jours, divers essais nous ont montré que l'application de cette technique pouvait être aisément étendue à des stades plus avancés du développement et, avec certaines limitations, à des stades un peu plus jeunes (embryons âgés de 11 jours).

La séance est levée à 15h30m.

L. B.

---

## *ERRATA.*

—

(Séance du 31 mai 1943.)

Note de M. *Marcel Delépine*, Sels et dérivés des tricrotonylidènetétramines :

Page 700, ligne 10, *au lieu de* 7/8, *lire* 6/7.

---

([3]) Avec les étroits pinceaux de rayons utilisés, le champ est de petite surface et, dans la plupart des cas, le rayonnement diffusé peut être considéré comme négligeable.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 19 JUILLET 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MEMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** annonce à l'Académie que la prochaine séance annuelle des prix aura lieu le lundi 20 décembre 1943.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Sur les perturbations magnétiques à début brusque. Sens des débuts brusques.* Note de M. **CHARLES MAURAIN.**

J'ai donné récemment les répartitions annuelle et diurne des débuts brusques (DB) de perturbations magnétiques, en ce qui concerne leur fréquence et leur amplitude, d'après 350 cas de DB relevés sur les enregistreurs de la Station magnétique française, au cours des 60 années 1883-1942 (1). Je rappelle que cette Station a été située successivement, non loin de Paris, à Saint-Maur (1883-1900), Val-Joyeux (1901-1935), Chambon-la-Forêt (depuis 1936).

Relativement au sens de ces DB, les choses se présentent de la manière suivante : dans beaucoup de cas, le DB est un impetus net, dont le sens est bien déterminé; il est noté comme positif s'il correspond à un accroissement de l'élément, Composantes horizontale et verticale H et Z, Déclinaison D. Il arrive assez souvent, surtout sur H et D, que la variation principale est précédée d'une petite variation de sens inverse; généralement, cette petite variation est beaucoup plus faible que la principale, et l'on affecte alors au DB le sens de la variation principale; dans certains cas, surtout sur D, le premier mouvement est presque aussi important que le second; on conserve alors le signe de la variation principale, mais en l'affectant d'un point d'interrogation ?. On fait de même dans les cas rares où le sens du DB est douteux pour quelque autre raison. Enfin dans certains cas on ne peut indiquer un sens parce que le début n'est pas marqué sur l'élément considéré ou l'est insuffisamment.

Dans ces conditions, les résultats relatifs aux 350 DB notés dans les trois observatoires successifs sont les suivants :

---

(1) *Comptes rendus,* 217, 1943, p. 8.

Pour H, tous les DB sont +, dont 2 seulement avec un ?.

Pour D, les DB sont généralement + (c'est-à-dire vers l'Ouest, la Déclinaison étant occidentale dans la région parisienne), ce caractère se retrouvant pour les trois observatoires. Le détail est le suivant : 299 +, dont 17 avec un ?, soit 85,4 %; 30 —, dont 10 avec un ?; et 21 cas dans lesquels on ne peut indiquer de sens.

Pour Z, les résultats ne sont pas les mêmes pour les trois observatoires : pour Saint-Maur et Val-Joyeux, tous les DB sont —, sauf un seul cas +, dans lequel le DB est d'ailleurs très peu marqué, et 4 cas dans lesquels on ne peut indiquer un sens (295 — dont 2 avec ?, 1 + faible, 4 nuls). Au contraire, pour Chambon-la-Forêt, les DB sur Z sont très généralement + (34 +, 2 —, tous deux avec ?, et 14 cas où il n'y a pas sur Z de variation sensible; ce dernier fait provient en grande partie de ce que la sensibilité de l'enregistreur de Z dans le nouvel observatoire de Chambon a d'abord été plus faible que dans les observatoires précédents).

En résumé, on peut dire que les DB sont toujours + sur H et généralement + sur D dans les trois observatoires successifs de la région parisienne, mais que, sur Z, ils sont très généralement — à Saint-Maur et au Val-Joyeux, et + à Chambon. Ce dernier observatoire est à $88^{km}$ au sud du point médian des deux autres, qui sont sensiblement à la même latitude de part et d'autre de Paris.

A Chambon sont en service, conjointement avec les enregistreurs Mascart, dont les graphiques ont été utilisés dans ce travail, des enregistreurs La Cour à marche un peu plus rapide; j'ai contrôlé que les sens des DB sont les mêmes sur les deux enregistreurs. Pendant l'année 1936, les éléments magnétiques ont été enregistrés à la fois au Val-Joyeux et à Chambon : les DB sur Z simultanés à ces deux observatoires sont — au Val-Joyeux et + à Chambon. D'autre part les DB sur Z à l'observatoire de Nantes sont — aussi bien avant qu'après 1936, date à laquelle a commencé à fonctionner l'observatoire de Chambon.

Le fait intéressant que les DB sur Z sont à Chambon de sens inverse à celui qui existe à Saint-Maur, Val-Joyeux et Nantes, m'a conduit à rechercher le sens des DB sur les éléments magnétiques dans des observatoires situés en diverses régions du Globe. Pour tous les cas où cela m'a été possible, je l'ai fait sur les graphiques magnétiques reproduits, pour les jours les plus troublés, dans les publications d'un certain nombre d'observatoires; dans d'autres publications est donnée une description des perturbations, dans laquelle le sens des déviations est indiqué; pour quelques observatoires ont été faites des études statistiques : Batavia (van Bemmelen), Zikawei (de Moidrey), Ebro (Rodès), Watheroo (Mc Nish). Les nombres de cas examinés dans les divers observatoires indiqués ci-dessus sont plus ou moins grands, mais suffisants pour se faire une idée des phénomènes, qui sont les suivants.

Les DB sur H sont très généralement + sur toute la Terre; les cas très

rares (7 seulement) pour lesquels une variation brusque sur H est — ne correspondent peut-être pas à des DB bien caractérisés.

Pour les deux autres éléments, les choses se présentent de manière différente. Sur Z les DB sont généralement + dans les 12 observatoires suivants, rangés par ordre de latitude, dont trois sont dans l'hémisphère sud : Rude-Scov, Kew, Greenwich, Abinger, Uccle, Falmouth, Chambon, Ebro, Tokio, Huancayo, Apia, Cape-Town. Ils sont généralement — dans les 10 observatoires suivants, dont un dans l'hémisphère sud : Eskdalemuir, Potsdam, Seddin, Val-Joyeux, Saint-Maur, Nantes, Zikawei, Helwan, Alibag, Batavia. Enfin ils sont tantôt +, tantôt —, dans les 5 observatoires suivants, dont 2 dans l'hémisphère sud : Sitka, Ekaterinbourg, Cheltenham, Buitenzorg, Watheroo. Cette répartition montre que le sens des DB sur la composante verticale est lié à la situation *locale* de la station; les sens généraux de ces DB peuvent être inverses en des stations voisines, comme c'est le cas pour les stations françaises; d'après de Moidrey (*Études sur le magnétisme terrestre*, fasc. 1, 1908, p. 60), van Bemmelen a signalé que les DB sur Z sont de sens inverses à Batavia et Buitenzorg (en fait, à Batavia les DB sont généralement —, et à Buitenzorg tantôt +, tantôt —); d'autre part il y a des stations soit à DB +, soit à DB —, disséminées sur toute la Terre.

Relativement à D, le sens des DB est indiqué, dans ce qui suit, vers l'Ouest ou vers l'Est; on a d'ailleurs distingué dans la liste les observatoires pour lesquels une déviation vers l'Ouest par exemple correspond à une augmentation d'une Déclinaison occidentale ou à une diminution d'une Déclinaison orientale. Les DB sur D sont généralement vers l'Ouest dans les 14 observatoires suivants : 11 observatoires à D occidentale, Rude-Scov, Eskdalemnir, Stonyhurst, Greenwich, Abinger, Falmouth, Val-Joyeux, Saint-Maur, Chambon, Helwan, Cape-Town, et 3 observatoires à D orientale, Alibag, Batavia, Pilar (à Alibag et à Batavia la D est orientale, mais très faible). Les DB sont généralement vers l'Est dans les 3 observatoires suivants : 1 observatoire à D orientale, Apia, et 2 à D occidentale, Tokio et Zikawei. Enfin les DB sont tantôt vers l'Ouest, tantôt vers l'Est, dans les 11 observatoires suivants : Lerwick, Sitka, Ekaterinbourg, Potsdam, Uccle, Agincourt, Cheltenham, San Fernando, Huancayo, Maurice, Watheroo. Ainsi, les sens des DB sur la Déclinaison sont généralement vers l'Ouest, mais en certaines régions vers l'Est, et en de nombreux points tantôt vers l'Ouest, tantôt vers l'Est. Cette répartition, comme celle relative à la composante verticale Z, manifeste une influence locale.

M. **Henri Devaux** fait hommage à l'Académie d'un volume intitulé *Sur les phénomènes de mouillabilité et les applications de ces phénomènes*, par lui-même, MM. Paul Woog, Marcel Abribat, André Dognon et P. Lecomte du Noüy, publié à l'occasion de son Jubilé scientifique.

M. **Jules Richard** fait hommage à l'Académie du fascicule CV des *Résultats des campagnes scientifiques accomplies sur son yacht par Albert Ier, Prince souverain de Monaco : Mysidacés provenant des Campagnes du Prince Albert Ier de Monaco*, par Henri Nouvel.

## NOMINATIONS.

M. le **Ministre de l'Agriculture et du Ravitaillement** invite l'Académie à se faire représenter à la cérémonie qui aura lieu à Bordeaux, le 2 août 1943, pour commémorer le cinquantième anniversaire de la mort de Chambrelent.

M. **Henri Devaux** est désigné.

La **Société technique et chimique de sucrerie de Belgique** invite l'Académie à se faire représenter à la séance organisée à la mémoire de M. le Chanoine Colin.

M. **Gabriel Bertrand** est désigné.

## CORRESPONDANCE.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'existence de relations entre des fonctions contiguës de Painlevé.* Note [1] de M. **René Garnier**, présentée par M. Gaston Julia.

A la fin de son Mémoire sur les surfaces minima [2] Schwarz a énoncé sans démonstration le théorème suivant : il n'existe qu'un seul segment S de surface minima admettant un quadrilatère gauche Q comme frontière et ne possédant aucune singularité à son intérieur. Ce postulat, formulé également par G. Darboux [3], a été démontré et généralisé par M. Tibor Radó [4]; sa méthode utilise des propriétés des fonctions harmoniques et un théorème d'unicité pour les solutions de l'équation

$$(1+q^2)r - 2pqs + (1+p^2)t = 0.$$

Or on peut établir le même théorème au moyen de la théorie des équations différentielles; et ce mode de démonstration présente l'intérêt de faire apparaître une propriété remarquable des équations de Painlevé.

1. Le segment S est défini par les formules de Weierstrass

$$X = \mathcal{R}\int i(G^2 - H^2)\,dx, \qquad Y = \mathcal{R}\int (G^2 + H^2)\,dx, \qquad Z = \mathcal{R}\int 2iGH\,dx,$$

(1) Séance du 12 juillet 1943.

(2) *Gesamm. Mathem. Abhandl.*, Berlin, 1890, Band I, p. 111.

(3) *Leçons sur la théorie générale des surfaces*, t. I, 2e éd., Paris, 1914, p. 536.

(4) *Proceed. of the Nat. Acad. of Sc.*, 16, 1930, p. 247.

où $G(x)$ et $H(x)$ sont deux intégrales de l'équation linéaire

(E) $$Y'' + p(x)Y' + q(x)Y = 0,$$

avec

$$p(x) = \sum_{j=1}^{3} \frac{1}{x - \xi_j}, \qquad -q(x) = \sum_{j=1}^{3} \frac{\left(n_j - \frac{1}{2}\right)^2}{(x - \xi_j)^2} + \frac{d}{x(x-1)} + \frac{\bar{\alpha}}{x(x-1)(x-t)},$$

et

$$\xi_1 = 0, \quad \xi_2 = 1, \quad \xi_3 = t_0, \quad d + 1 = \left(n_\infty - \frac{1}{2}\right)^2 - \sum_{j=1}^{3}\left(n_j - \frac{1}{2}\right)^2;$$

on a d'ailleurs $2\pi n_j = V_j$, et l'on suppose que $A_j (j = 1, 2, 3, 4)$ étant les sommets de Q et $V_j$ ($0 < V_j < \pi$) l'angle des vecteurs $A_{j+1} - A_j$ et $A_{j-1} - A_j$, les vecteurs $M - A_j$ aboutissant à un point de S infiniment voisin de $A_j$ remplissent un angle de mesure $V_j$ ([5]).

Or (E) est une équation dont le groupe de monodromie est connu (comme isomorphe à un groupe de rotations qu'on définit aisément à l'aide de Q), et qui ne possède aucun point apparemment singulier. Mais l'équation à quatre points singuliers, réguliers et de position arbitraire $x = 0, 1, t, \infty$, admettant un groupe donné, possède un point apparemment singulier $\lambda(t)$; actuellement, il faut donc choisir $t$ de manière que $\lambda(t)$ coïncide avec $0$, $1$, $t$ ou $\infty$. Ainsi, *a priori*, on peut s'attendre à trouver $\Sigma N_k$ équations (E), $N_k$ étant le nombre des solutions de l'équation $\lambda_k(t) = x_k$ ($x_k = 0, 1, t$ ou $\infty$). Or, *en vertu d'une propriété des transcendantes de Painlevé, ces équations ont les mêmes racines;* établir le théorème d'unicité revient à établir que $N_k = 1$.

2. Pour former (E) partons d'une équation

($E_k$) $$\eta''_k + p(x)\eta'_k + q_k(x)\eta_k = 0,$$

variable avec $k$, à cause des conditions aux sommets imposées à (E). On a

$$-q_k(x) = \sum_{j=1}^{3} \frac{4a_{jk} + 1}{4(x - x_j)^2} + \frac{2d_k - 3}{2x(x-1)} + \frac{3}{4(x - \lambda_k)^2} + \frac{2\alpha_k - 2t + 1}{2x(x-1)(x-t)} + \frac{\beta_k}{x(x-1)(x-\lambda_k)},$$

avec $x_1 = 0$, $x_2 = 1$, $x_3 = t$; $\lambda_k(t)$ est une intégrale d'une équation (VI) de Painlevé; $\alpha_k(t)$ et $\beta_k(t)$ sont des polynomes du second et du premier degré en $\lambda'_k$ à coefficients rationnels en $\lambda_k$ et $t$. En raison de l'équivalence du rôle des $x_j$, il suffit de comparer les équations (E) provenant des conditions

---

([5]) Dans un Mémoire antérieur, nous avons établi qu'il existe au moins un segment S passant par Q, mais sans imposer au contingent de S, en chaque sommet de Q, d'être $< \pi$.

$\lambda_1(t) = 0$ et $\lambda_2(t) = \infty$. Or si l'on pose

$$\eta_1 = x^{-1}[(x-1)(x-t)(x-\lambda_1)]^{-\frac{1}{2}}u, \qquad \eta_2 = [x(x-1)(x-t)(x-\lambda_2)]^{-\frac{1}{2}}y,$$

les équations linéaires vérifiées par $u$ et par $y$ se déduisent l'une de l'autre par une transformation $y = \rho(x)u + \sigma(x)u'$, où $\rho$ et $\sigma$ sont rationnels en $x$. L'étude de cette transformation montre que *toute valeur $t_0$ qui annule $\lambda_1$ rend $\lambda_2$ infini et donne à $\alpha_1(t)$ et $\alpha_2(t)$ la même valeur*; effectivement, les coefficients $a_k$, $b_k$, $c_k$, $d_k$ qui entrent dans $(E_1)$, $(E_2)$ et les équations (VI) correspondantes sont liés par des relations

$$(1)\quad \begin{cases} a_1 + \frac{1}{4} = \left(n_0 - \frac{1+\varepsilon_1}{2}\right)^2, & b_1 = b_2, \quad a_1 + b_1 + c_1 + d_1 + 1 = \left(n_\infty - \frac{1}{2}\right)^2, \\ a_2 + \frac{1}{4} = \left(n_0 - \frac{1}{2}\right)^2, & c_1 = c_2, \quad a_2 + b_2 + c_2 + d_2 + 1 = \left(n_\infty - \frac{1-\varepsilon_2}{2}\right)^2, \\ & (\varepsilon_1^2 = 1 = \varepsilon_2^2), \end{cases}$$

et l'on trouve entre $\lambda_1$ et $\lambda_2$ une relation de la forme

$$(2)\qquad \lambda_1 = \frac{M\lambda_2'^2 + K\lambda_2' + L}{H\lambda_2'^2 + N\lambda_2' + P},$$

où H, . . ., P sont des polynomes en $\lambda_2$ et $t$, et qui constitue la propriété que nous voulions établir au sujet des équations de Painlevé. *Cette relation s'apparente à celles qui relient les fonctions hypergéométriques contiguës*, car, dans le cas de réductibilité où

$$\lambda_j = t - K_j t(t-1)\frac{\Theta_j}{\Theta} \qquad (K_j, \text{ const.}),$$

$\Theta_1$ et $\Theta_2$ sont précisément deux fonctions de Gauss contiguës [en vertu de (1)]; d'ailleurs dans ce cas la relation (2) peut être remplacée par une homographie entre $\lambda_1$ et $\lambda_2$.

MOTEURS THERMIQUES. — *Sur le rendement des moteurs suralimentés.* Note (1) de M. **Jean Villey**, présentée par M. Albert Caquot.

L'intérêt de la suralimentation est lié avant tout au rapport d'augmentation de puissance (2) $z = (\rho_0'/\rho_0)[(W' - \mathfrak{F})/W](\theta'/\theta)$, qui dépend non seulement du rapport $\rho_0'/\rho_0$ d'augmentation de la masse des cylindrées, étudié dans une Note récente (3), mais aussi du rapport $[(W' - \mathfrak{F})\theta'/W\theta]$ de modification du rendement. Ce second rapport doit aussi, d'ailleurs, être considéré en soi, comme caractérisant le prix de revient de la puissance globale obtenue : il serait en

(1) Séance du 5 juillet 1943.

(2) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 834.

(3) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 15.

effet déraisonnable de payer une légère augmentation de la puissance par une élévation considérable du prix de revient, qui porte sur la totalité de cette puissance ([4]).

I. L'altération $(W' - \mathfrak{T})/W$ du rendement thermique est toujours une diminution, où deux causes interviennent dans le même sens.

La première est la dépense de travail dans le compresseur, dont la valeur nette est $\mathfrak{T}$ par unité de masse.

A la loi d'inflammabilité $T'_2 = \varphi(p'_2)$ correspond, pour l'admission, une loi $T'_0 = f(\rho'_0)$, qui limite (pour le coefficient de compression adopté dans le moteur et pour le combustible utilisé) la température admissible sans détonation. Si l'on suppose que le compresseur met à profit toute la marge d'échauffement ainsi tolérée, le travail dépensé par unité de masse par un compresseur adiabatique quelconque est alors $\mathfrak{T} = C(T'_0 - T_0) = C[f(\rho'_0) - T_0]$; il dépend donc de la densité de remplissage $\rho'_0$ réalisée si $f(\rho'_0)$ ne se réduit pas à une constante. Dans le cas de compresseurs refroidis, le travail dépensé $\mathfrak{T}$ augmente et devient $\mathfrak{T} = C(T'_0 - T_0) - Q = C(T'_0 - T_0) + |Q|$.

La seconde cause de réduction du rendement thermique, c'est que le rapport d'altération $W'/W$ du *travail indiqué* fourni par l'unité de masse est plus petit que l'unité, du moins si l'on estime W pour le moteur non suralimenté porté, par remplacement des pistons, au coefficient volumétrique maximum $m$ admissible sans détonation. Si l'on admet, à titre d'approximation, que dans les cycles réels les rendements thermiques sont entre eux dans le même rapport que dans les cycles théoriques de Beau de Rochas, on aura

$$\frac{W'}{W} = \frac{1 - \frac{1}{k^{\gamma-1}}}{1 - \frac{1}{m^{\gamma-1}}}.$$

Or la relation entre les coefficients volumétriques maxima $k$ et $m$ admissibles dans les deux cas est déterminée en écrivant que l'on aboutit en fin de compression à la température maxima permise sans danger de détonation : ce sera dans les deux cas la même température $T_1$ si le compresseur est isentropique ([5]), ou si la variation de la température d'inflammation en fonction de la densité est négligeable. On a alors

$$T_1 = T_0 m^{\gamma-1} \qquad \text{et} \qquad T_1 = T'_0 k^{\gamma-1} = T_0 \frac{T'_0}{T_0} k^{\gamma-1},$$

d'où

$$m = k\left(\frac{T'_0}{T_0}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

---

([4]) Dans les moteurs suralimentés classiques, où tout l'air d'alimentation traverse le compresseur.

([5]) Puisque, alors, le même $T_1$ correspond au même $\rho_1$.

qui donne

$$\frac{W'}{W}=\frac{1-\dfrac{1}{k^{\gamma-1}}}{1-\dfrac{1}{k^{\gamma-1}}\dfrac{T_0}{T'_0}}.$$

Dans l'hypothèse d'un compresseur isentropique, on a $m=k(\rho'_0/\rho_0)$, qui donne

$$\frac{W'}{W}=\frac{1-\dfrac{1}{k^{\gamma-1}}}{1-\dfrac{1}{k^{\gamma-1}}\left(\dfrac{\rho_0}{\rho'_0}\right)^{\gamma-1}}.$$

II. L'altération $\theta'/\theta$ du rendement mécanique est plus complexe.

On a d'un côté un abaissement dû aux pertes mécaniques de la commande du compresseur, qui, lorsque l'on envisage globalement, comme nous l'avons fait, l'ensemble moteur-compresseur, interviennent dans le rendement mécanique global comme les résistances passives de toutes les autres parties du moteur.

Mais il y a d'autre part une augmentation du rendement mécanique liée à l'augmentation de la puissance indiquée. En effet le travail absorbé par les résistances passives décroît en même temps que les efforts moteurs, mais pas proportionnellement; on peut l'écrire, en mettant en évidence la densité $\rho_1$ en fin de compression, sous la forme $A+B\rho_1$, où A est constant et B varie peu avec $\rho_1$. La puissance indiquée sera de la forme $C\rho_1$, où C varie peu avec $\rho_1$. On arrive ainsi à un rendement mécanique de la forme

$$\frac{C\rho_1-(A+B\rho_1)}{C\rho_1}=\frac{C-B}{C}-\frac{A}{C\rho_1},$$

pour le moteur sans compresseur, et $(C-B')/C-(A'/\rho'_1)$ pour le moteur avec compresseur; mais, aux altitudes élevées, l'augmentation due à $\rho'_1>\rho_1$ l'emporte sur la diminution due aux résistances passives supplémentaires ($A'>A$ et $B'>B$).

III. Aux basses altitudes les pertes sont surtout liées au rendement thermique; l'abaissement du rendement thermique par la suralimentation entraîne alors une diminution du rendement global.

Au contraire, aux altitudes élevées, le rendement mécanique du moteur non suralimenté devient très mauvais, et même nul pour $\rho_1=A/(C-B)$; l'augmentation du rendement mécanique par la suralimentation entraîne alors une augmentation du rendement global.

On constate que le rendement du moteur suralimenté est fonction, de diverses manières, du rapport d'augmentation de remplissage $\rho'_0/\rho_0$; cela ne permet pas de l'étudier isolément en le dissociant de l'autre facteur (c'est-à-dire $\rho'_0/\rho_0$) du rapport d'augmentation de puissance.

ACOUSTIQUE. — *Variation, en fonction de la température, de la vitesse du son dans les mélanges eau-alcool méthylique*. Note de M. **Georges Goudet**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. *Introduction*. — L'utilisation d'une onde stationnaire ultrasonore comme dispositif modulateur de lumière ([1]) conduit, pour des raisons de stabilité, à rechercher un liquide dans lequel la vitesse $v$ des ultrasons varie aussi peu que possible en fonction de la température $\theta$. Cette variation peut être caractérisée par le coefficient

$$\mu = -\frac{1}{v}\frac{dv}{d\theta},$$

qui est positif pour tous les liquides, sauf pour l'eau.

Il est donc possible d'obtenir un mélange d'eau et d'un autre liquide pour lequel $\mu$ soit nul à une température donnée. J'ai étudié, dans ce but, les mélanges d'eau et d'alcool méthylique au voisinage de 30°.

II. *Méthode expérimentale*. — On peut déterminer directement le coefficient $\mu$ d'un liquide par la méthode suivante : on réalise dans ce liquide une onde stationnaire ultrasonore entre une lame de quartz émettrice et un réflecteur parallèle; on éclaire par un faisceau lumineux cylindrique parallèle aux plans d'onde; dans le plan focal d'une lentille qui reçoit le faisceau émergent, on isole, à l'aide d'une fente, la tache centrale des spectres de diffraction; le faisceau lumineux transmis est enfin reçu sur une cellule photoélectrique.

Si l'on fait subir à la température du liquide une variation continue de sens constant, la longueur d'onde ultrasonore $\Lambda$ varie, et le flux lumineux reçu par la cellule présente des variations périodiques : la période correspond à un intervalle de température $\Theta$ tel que le rapport $m = 2D/\Lambda$ de la distance D, qui sépare le quartz du réflecteur à la demi-longueur d'onde, ait varié d'une unité. Pour de petites variations relatives

$$\frac{\Delta m}{m} = -\frac{\Delta\Lambda}{\Omega\Lambda} = -\frac{\Delta v}{v} = \mu\Delta\theta.$$

En particulier, pour $\Delta m = \pm 1$, $\Delta\theta$ est égal à $\Theta$, d'où

$$(1) \qquad \frac{1}{m} = |\mu|\Theta, \qquad |\mu| = \frac{\Lambda}{2D\Theta}.$$

Le signe de $\mu$ peut être connu par comparaison des effets d'une variation de température et d'un déplacement du réflecteur. Les trois quantités $\Lambda$, D, $\Theta$ qui figurent au second membre de la formule (1) sont directement mesurables :

---

([1]) G. Goudet, *Thèses de Doctorat*, Faculté des Sciences de Paris, 1942, pp. 13 et 31.

Λ est mesurée par observation du réseau ultrasonore dans un viseur à micromètre;

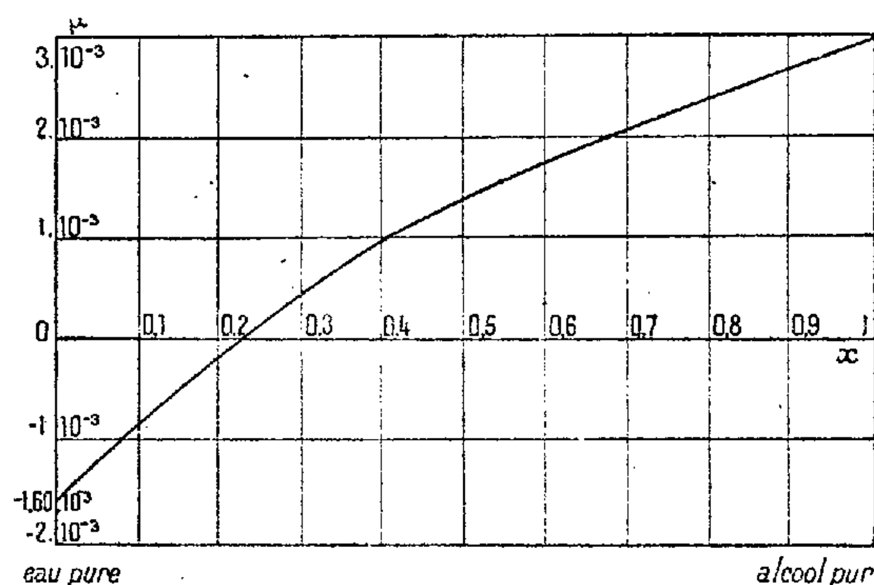
le réflecteur étant en verre, D est également mesurée à l'aide d'un viseur disposé normalement à lui;

Θ est mesurée à 1/10 près avec un thermomètre à mercure. Il faut explorer un intervalle de température égal à une ou de préférence plusieurs fois cette période. Il importe cependant que cet intervalle ne dépasse pas la valeur de quelques degrés au delà de laquelle $\mu$ risquerait de ne pas rester constant. On est ainsi conduit à choisir *m* aussi grand que possible, pour que Θ reste inférieure à cette valeur jusqu'à des valeurs de $|\mu|$ aussi petites que possible.

On est limité dans l'augmentation de D par l'absorption du liquide. Dans le montage réalisé, les valeurs numériques sont : $D = 26^{mm},3$. Fréquence du quartz $N = 9,56.10^6$ Hz, correspondant aux longueurs d'onde extrêmes de $0^{mm},158$ dans l'eau pure à 30° et de $0^{mm},114$ dans l'alcool méthylique pur à 30°. *m* est donc au moins égal à $2.26/0,158 = 332$.

Dans ces conditions, à une valeur de $\mu$ égale à $10^{-3}$ correspond une période Θ au plus égale à 3°, d'un ordre de grandeur satisfaisant.

III. *Résultats.* — Les résultats expérimentaux sont représentés par la courbe (I); la composition de chaque mélange est caractérisée par le




rapport $x =$ volume d'alcool/(vol. d'alcool + vol. d'eau) porté en abscisse; $\mu$ est porté en ordonnée. Sa valeur est connue avec une précision d'environ 3 %, l'erreur principale provenant de la mesure de Θ.

La courbe représentative coupe l'axe des $x$ au point d'abscisse 0,23 ($30^{cm^3}$ d'alcool pour $100^{cm^3}$ d'eau). Pour le mélange correspondant, l'effet d'une petite variation de température sur la vitesse du son n'est que du second ordre. Expérimentalement on n'observe aucune variation d'amplitude de l'onde stationnaire quand la température de ce mélange varie de 26 à 31°, alors que, pour l'eau pure, une variation de 0°,05 suffit à produire un effet facilement observable.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Filtres électromagnétiques*.
Note de MM. **Henri Gutton** et **Jean Ortusi**, présentée par M. Camille Gutton.

Les ondes hertziennes courtes, de quelques centimètres de longueur, peuvent être guidées par des tubes à parois conductrices, de section droite uniforme, sous la condition que les dimensions de cette section droite soient supérieures à une valeur critique, fonction de la fréquence. Cette Note a pour sujet l'étude des problèmes de filtrage à l'intérieur de ces tuyaux appelés *guides électromagnétiques*. Pour une fréquence donnée, il peut se propager dans un guide un nombre fini de types d'onde; ces types d'onde font partie de deux grandes classes : les *ondes électriques*, pour lesquelles le vecteur magnétique n'a pas de composante suivant l'axe de propagation; les *ondes magnétiques*, pour lesquelles le vecteur électrique n'a pas de composante suivant l'axe. La section droite d'un guide est une surface d'onde sur laquelle tous les mouvements sont en phase, la vitesse de propagation de la phase est toujours supérieure à la vitesse de propagation de l'onde plane indéfinie dans le vide. L'étude des guides électromagnétiques a été traitée dans un livre de M. Louis de Broglie [1].

Considérons une onde progressive incidente $U_i$ d'un type déterminé circulant à l'intérieur d'un guide. Supposons qu'il existe une discontinuité de la section provoquant une réflexion, soit $U_r$ l'onde réfléchie; nous la supposerons du même type que l'onde incidente. Ces deux ondes interfèrent en avant de la discontinuité. De la connaissance des amplitudes maximum et minimum, on déduit le module du coefficient de réflexion. La position des nœuds et des ventres mesure la variation de phase de l'onde réfléchie. Le module et la phase définissent un coefficient de réflexion complexe R

$$U_r = RU_i.$$

Nous définirons de même un coefficient de transmission complexe T, tel que l'onde transmise soit

$$U_T = TU_i.$$

Le principe de conservation de l'énergie fournit une relation entre les modules de R et T; l'énergie de l'onde incidente est égale à la somme des énergies réfléchies et transmises dans le cas où les pertes par courant de conduction dans les parois sont négligeables.

Supposons le guide séparé en trois portions, A, B, C, par deux discontinuités 1 et 2. La cellule de filtrage ainsi constituée a des coefficients de réflexion R et de transmission T calculables en fonction des coefficients de

[1] Louis de Broglie, *Problèmes de propagation guidée des ondes électromagnétiques*, 1941.

transmission et de réflexion et de l'angle $\theta$ de parcours de l'onde entre 1 et 2

$$R = R_1 + \frac{R_2 T_2 T_3 e^{-2i\theta}}{1 - R_2 R_3 e^{-2i\theta}}; \tag{1}$$

$$T = \frac{T_1 T_2 e^{-i\theta}}{1 - R_2 R_3 e^{-2i\theta}}. \tag{2}$$

Ces résultats sont obtenus en faisant la somme de la série des réflexions entre 1 et 2. $R_1$ et $T_1$ sont les coefficients de réflexion et de transmission au passage de la discontinuité 1 de A vers B, $R_2$ et $T_2$ au passage de B vers C, $R_3$ et $T_3$ au passage de B vers A.

Le module du coefficient de transmission de la cellule de filtrage est

$$|T| = \frac{|T_1|\,|T_2|}{\{1 - 2|R_2|\,|R_3| \cos(2\theta - \varphi_2 - \varphi_3) + |R_2|^2 |R_3|^2\}^{\frac{1}{2}}}; \tag{3}$$

$\varphi_2$ et $\varphi_3$ sont les arguments de $R_2$ et $R_3$. Le coefficient de transmission est maximum lorsque $\cos(2\theta - \varphi_2 - \varphi_3) = 1$, c'est la condition de résonance de la cellule, il est minimum pour $\cos(2\theta - \varphi_2 - \varphi_3) = -1$.

Pour obtenir un bon filtrage, il faut que le coefficient de transmission de la cellule soit petit pour toutes les fréquences différentes de la fréquence à transmettre. Le dénominateur est une fonction de $\theta$, minimum à la résonance. Si $R_1$ et $R_2$ sont voisins de 1, le module du coefficient de transmission est voisin de 1 pour la fréquence de résonance.

Pour $T_1 = T_2$ et $R_2 = R_3$, le coefficient de transmission est alors $t = |T|^2/1 - |R|^2$. Le principe de conservation de l'énergie donne la relation $|T|^2 = 1 - |R|^2$; le coefficient de transmission de la cellule en résonance est donc égal à 1. La fonction

$$t = \frac{1 - |R|^2}{\{1 - 2|R|^2 \cos(2\theta - \varphi_2 - \varphi_3) + |R|^4\}^{\frac{1}{2}}}$$

donne la variation du coefficient de transmission en fonction de $\theta$.

Ce procédé de calcul s'applique à une succession de cellules de filtrage formée par une série de discontinuités. On constitue alors un réseau à l'intérieur d'un guide analogue aux réseaux de filtrage des téléphonistes. Il est possible de prévoir des filtres de bande.

Nous avons fait des expériences dans le cas d'un guide de section rectangulaire de côtés égaux à $30^{cm}$ et $4^{cm}$, à l'intérieur duquel circulait l'onde magnétique $H_{01}$. Le vecteur électrique est, pour ce type d'onde, polarisé parallèle à l'un des côtés de la section droite. Les discontinuités réfléchissantes étaient formées par deux diaphragmes conducteurs placés dans une section droite percés d'une fente de $1^{mm}$ de largeur. Le champ électrique était perpendiculaire aux bords de la fente. Nous avons tracé la courbe de transmission de la cellule en faisant varier la distance des deux fentes. La courbe calculée s'identifie bien avec la courbe expérimentale. Le module du coefficient de transmission à la résonance a été trouvé exactement égal à 1.

Ce calcul est applicable à la transmission de l'énergie incidente de l'onde à un récepteur provoquant un coefficient de réflexion R de l'onde incidente. Il est nécessaire, pour consommer toute l'énergie incidente dans le récepteur, d'ajouter avant le récepteur une discontinuité ayant même coefficient de réflexion en module que le récepteur et placée à une distance telle que la cellule constituée soit en résonance.

RAYONS X. — *Les spectres* K *d'absorption des éléments de numéros atomiques* 71 (Lu), 70 (Yb), 68 (Er), 66 (Dy), 64 (Gd) *et* 63 (Eu). Note de M^lle **Ioana Manescu.**

Depuis la présentation de ma dernière Note sur les spectres d'absorption K des éléments de numéros atomiques 77 à 72 ([1]), j'ai étendu la même étude aux terres rares.

Le seul travail d'ensemble sur les absorptions K des terres rares est celui de J. Cabrera ([2]), qui remonte à 1923. Les mesures ont été reprises par S. Rouault, pour les terres cériques (57 à 62 inclusivement) ([3]). J'ai donc étudié les yttriques ou du moins celles dont j'ai pu disposer : le 70 et le 71, sous forme d'un mélange d'oxydes, correspondent à la même souche que M. Georges Urbain avait donnée à M^lle Cauchois, et dont M^lle Allais a pris les spectres L. Les échantillons d'oxydes d'europium et de dysprosium m'ont été très aimablement prêtés par M. Trombe. Pour le 68 et le 64, j'ai employé des oxydes commerciaux (Schuchardt).

J'ai photographié les spectres avec le montage déjà décrit. Le tube à anticathode de tungstène ou de platine fonctionne sous une tension de 80 à 100 kV. La préparation des écrans est ici plus délicate; les oxydes de terres rares étant très *mousseux*, il est difficile de les caser dans la petite cavité percée dans le support d'écran. J'ai cependant réussi à constituer des couches absorbantes d'une bonne homogénéité, ce que la netteté des discontinuités traduit. Un facteur essentiel pour l'obtention d'un bon spectre d'absorption est l'épaisseur de la couche absorbante. Ici encore les résultats des considérations de A. Sandström ([4]) pour l'estimation d'une épaisseur optima, à l'aide de la formule de Jönsson, sont inacceptables. En effet l'expérience m'a montré que les meilleurs contrastes s'obtiennent avec des épaisseurs bien supérieures à celles ainsi calculées [à peu près six fois plus grandes ([5])]. Par contre les prévisions de Palacios se rapprochent des densités superficielles expérimentales. Dans le

([1]) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 732.
([2]) *Comptes rendus*, 176, 1923, p. 740.
([3]) *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 434.
([4]) *Zeits, f. Phys.*, 65, 1930, p. 632.
([5]) Voir C. Kurylenko, *Thèse*, Paris, 1939.

cas présent, j'ai employé des couches absorbantes de 150 à 175 mg/cm². Une difficulté expérimentale particulière est survenue dans le cas du *mélange* d'oxydes de Lu et Yb, dans lequel la concentration du Lu, en poids, n'est que d'environ 30 %. J'ai dû tenir compte de ce fait dans la préparation de l'écran et prendre, pour obtenir un bon spectre du 71, une quantité totale de produit à peu près trois fois plus grande (environ 460 mg/cm²). De plus, l'intensité du fond continu dans la région de parution de la discontinuité K du 71 se trouve fortement réduite par l'absorption sélective du 70, de sorte que l'on est dans des conditions particulièrement défavorables; il a été nécessaire de prolonger en conséquence le temps de pose.

| | λ u.x. mesures antérieures. | | | λ u.x. | |
|---|---|---|---|---|---|
| | De Broglie. | Siegbahn. Jönsson. | Cabrera. | l'auteur. | ν/R. |
| 63 Eu..... | – | 254,3 | 254,8 | 255,00 | 3573,60 |
| 64 Gd..... | – | 245,6 | 246,2 | 246,30 | 3699,83 |
| 66 Dy..... | – | 229,4 | 230,1 | 230,00 | 3962,04 |
| 68 Er..... | | | – | 215,22 | 4234,13 |
| 70 Yb..... | 201,5 | | 201,6 | 201,82 | 4515,25 |
| 71 Lu..... | 195 | | 195,1 | 195,44 | 4662,65 |

Tous les spectres ont été pris en deuxième ordre avec le spectrographe à mica courbé, de $40^{cm}$ de diamètre, précédemment utilisé. Les discontinuités K sont encadrées, soit par des raies K en deuxième ordre dues à l'émetteur de fond continu (W, pour 71 et 70), soit par les raies K de l'étain ou du cadmium, en premier ordre (6) (7). Un écran auxiliaire convenable, d'étain pour 70 et 71, d'argent pour les autres éléments, d'épaisseur préalablement calculée (Sn $0^{mm}$,05, Ag $0^{mm}$,02), était intercalé entre la fenêtre du tube et l'écran absorbant de la substance à l'étude, afin d'éliminer, autant que possible, le fond continu de premier ordre qui diminue le contraste.

Le spectre d'absorption K de l'erbium n'était pas encore connu. Les discontinuités d'absorption ainsi obtenues ont été mesurées, soit sur les originaux, par lecture directe au comparateur du maximum de contraste, soit sur les enregistrements microphotométriques (8), par détermination des points d'inflexion des courbes correspondantes; les recoupements entre les deux séries de mesures sont ici particulièrement bons. Les nombres rapportés dans le tableau doivent avoir une précision de 0,02 à 0,03 u. x. Les écarts avec les valeurs antérieures atteignent plus de 0,7 u. x.

Des structures d'absorption accompagnent nettement ces discontinuités. La

(6) E. INGELSTAM, *Nova Acta Reg. Soc. Sci. Upsal*, S. IV, 10, v, 1936.

(7) M. SIEGBAHN, *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, 2 te Aufl., 1931.

(8) M. Chalonge a bien voulu mettre à ma disposition, pour ces enregistrements, un de ses microphotomètres.

détermination précise des positions des discontinuités principales et des structures secondaires devrait apporter des renseignements sur les états énergétiques de ces atomes, spécialement sur les niveaux extérieurs en jeu dans les mécanismes d'absorption, renseignements qui pourraient être particulièrement intéressants dans le cas des terres rares vu le comportement anormal des niveaux N. Malheureusement il serait nécessaire, pour calculer les énergies atomiques à partir des absorptions K, de faire simultanément usage des fréquences K et L d'émission qui, à l'exception de 71 et 70 L ([9]), ne sont actuellement connues qu'avec une précision vraisemblablement insuffisante pour permettre des conclusions quantitatives. Quant aux absorptions M, qui devraient servir à l'estimation des niveaux *semi-réticulaires* ([10]), on n'en possède aucune mesure.

SPECTROSCOPIE. — *Spectres d'absorption dans l'ultraviolet de solutions de yohimbine, de corynanthine, de corynanthéine et de certains de leurs dérivés.* Note de MM. **Robert Goutarel** et **Alain Berton**, présentée par M. Paul Lebeau.

Le corynanthine et la corynanthéine cristallisée ([1]), alcaloïdes extraits du *Pseudocinchona africana* Aug. Chev., et la yohimbine possèdent des propriétés chimiques et pharmacodynamiques très voisines. Nous avons cherché à vérifier si ces analogies se retrouvaient pour leurs spectres d'absorption ultraviolets.

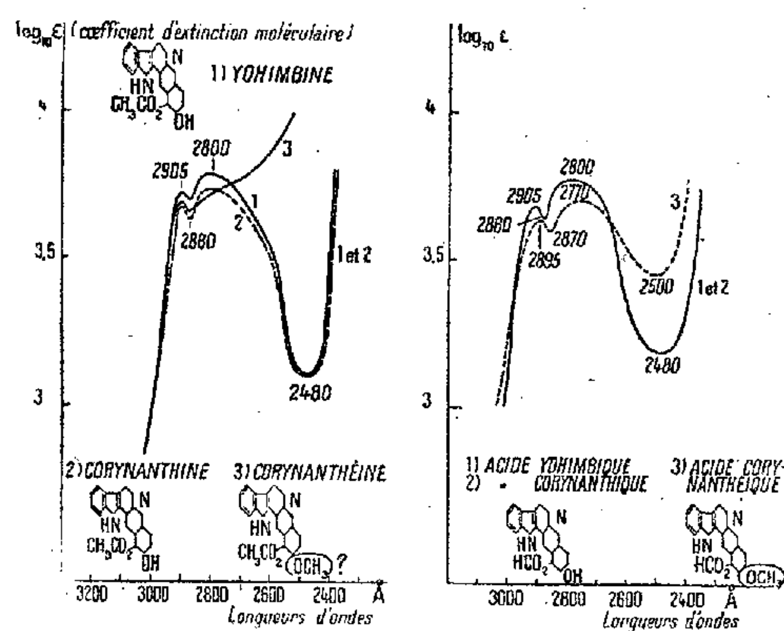


Fig. 1.

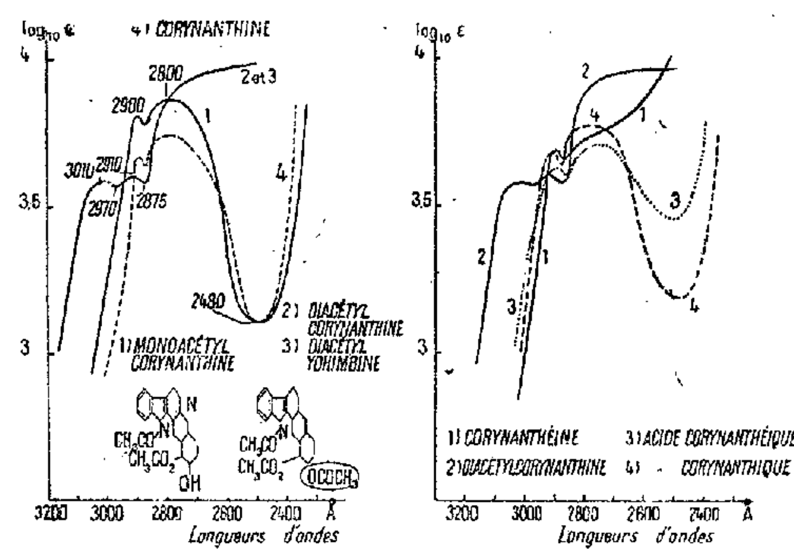


Fig. 2.

Nous avons donc mesuré, en fonction de la longueur d'onde, le coefficient moléculaire d'extinction de ces alcaloïdes et de certains de leurs dérivés en solution M/2000 dans l'alcool éthylique à 95° sous une épaisseur de $0^{cm},3$

([9]) M. L. Allais, *Cahiers de Physique*, 7, 1942, p. 15.
([10]) Y. Cauchois, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 68.

([1]) M.-M. Janot et R. Goutarel, *Comptes rendus*, 206, 1938, pp. 1183-1185; *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 8, 1941, pp. 625-627.

L'acide yohimbique et l'acide corynanthique étant peu solubles dans l'eau, nous avons été obligés de les dissoudre dans une solution M/1000 de potasse alcoolique. Cette dernière ne présente pas de spectre propre sous $0^{cm},3$ d'épaisseur.

Les spectres de la yohimbine et de la corynanthine sont si semblable qu'ils peuvent être considérés comme superposables. Ils se rapprochent beaucoup du spectre de la cinchonamine et ils peuvent être comparés au spectre de l'indol, comme l'un de nous l'a fait pour ce dernier alcaloïde dans une Communication précédente ([2]). Indiquons que Witkop a trouvé récemment ([3]) des analogies spectrales entre la yohimbine et le tryptophane dans lequel on retrouve le noyau indolique.

La corynanthéine présente, par rapport à la corynanthine, le même début de spectre vers les grandes longueurs d'onde, mais l'ultraviolet au delà de 2800 Å se trouve absorbé sans que l'on observe le minimum intense à 2480 Å.

Ce minimum n'existe pas non plus pour la diacétylyohimbine et la diacétylcorynanthine ([5]), alors qu'on retrouve les mêmes caractéristiques du spectre de la base pour le dérivé monoacétylé de la corynanthine ([4]). Notons d'autre part que le minimum est beaucoup moins intense dans le cas de l'acide corynanthéique ([6]), si l'on compare le spectre de ce dernier à celui de l'acide corynanthique.

Doit-on attribuer la disparition ou l'atténuation du minimum d'absorption au remplacement de l'hydrogène du groupement oxhydryle soit par un méthyle (cas de la corynanthéine), soit par un acétyle (cas des dérivés acétylés)?

Ajoutons enfin que les spectres de l'acide corynanthique et de l'acide yohimbique sont superposables et présentent les caractéristiques des spectres de corynanthine et de la yohimbine.

En résumé, nous avons montré qu'il y a une très grande analogie entre les spectres d'absorption ultraviolets de la yohimbine et de la corynanthine, de leurs acides et du dérivé monoacétylé de la corynanthine.

Les différences que nous avons observées entre ces spectres et ceux de la corynanthéine, de son acide et des dérivés diacétylés de la yohimbine et de la corynanthine, peuvent être expliquées par le blocage du groupement oxhydryle soit par un méthyle (corynanthéine), soit par un acétyle (composés diacétylés).

---

([2]) M.-M. JANOT et A. BERTON, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 364.

([3]) *Ann. Chem.*, 554, 1943, p. 97.

([4]) Remarquons pour les spectres de ces deux composés l'apparition, vers les grandes longueurs d'onde, d'une deuxième bande étroite d'absorption à 3010 Å.

([5]) Ces dérivés acétyles ont été décrits par M.-M. Janot et R. Goutarel (*Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 10, 1943, p. 383).

([6]) Les constantes et les propriétés de cet acide, préparé à partir de la corynanthéine cristallisée, seront publiées ultérieurement.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Sur les fluctuations produites par l'effet de grenaille dans les amplificateurs.* Note de M. **André Blanc-Lapierre**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les fluctuations créées dans un amplificateur linéaire par des chocs égaux, très brefs et désordonnés, diffèrent selon que l'intervalle moyen entre deux chocs consécutifs est petit ou grand par rapport aux constantes de temps de l'amplificateur. Certaines formules relatives à l'effet de grenaille deviennent, de ce fait, inexactes pour des chocs espacés ou des amplificateurs vite amortis. C'est ce que je me propose de préciser quantitativement.

I. Soit un amplificateur insensible au courant continu. Soit $q\mathrm{R}(t/\tau)$ sa *réponse* à l'impulsion très brève produite par la charge $q$ agissant à l'instant $t=0$. Je fais figurer le temps sous la forme homogène $t/\tau$ pour pouvoir comparer, par variation de $\tau$, des amplificateurs ayant des réponses de même forme, mais des durées d'amortissement variables. Selon les hypothèses classiques, la répartition des chocs dans le temps est supposée obéir à la loi de Poisson ($i$ étant l'intensité moyenne, il y aura $\rho = i/q$ chocs par seconde). Soit $x(t)$ la réponse de l'amplificateur attaqué par les chocs; $t_1 = \tau\lambda_1$ et $t_2 = \tau\lambda_2$ étant deux instants arbitraires, je cherche la probabilité $\mathrm{W}(x_1, x_2)\,dx_1\,dx_2$ pour que l'on ait

$$(1) \qquad x_1 \leqq x(t_1) \leqq x_1 + dx_1 \quad \text{et} \quad x_2 \leqq x(t_2) \leqq x_2 + dx_2,$$

et la probabilité $\mathrm{W}'(x'_1, x'_2)\,dx'_1\,dx'_2$, pour que la variable réduite $x' = x/\sqrt{\rho\tau}$, satisfasse aux inégalités

$$(1\ bis) \qquad x'_1 \leqq x'(t_1) \leqq x'_1 + dx'_1 \quad \text{et} \quad x'_2 \leqq x'(t_2) \leqq x'_2 + dx'_2.$$

La fonction caractéristique $\Phi'(u'_1 u'_2)$ relative à $\mathrm{W}'$ est donnée par la relation

$$(2) \qquad \mathrm{L}\Phi' = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a_i^2}{2!}\,d\lambda_i + \frac{1}{\sqrt{\rho\tau}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a_i^3}{3!}\,d\lambda_i + \frac{1}{(\sqrt{\rho\tau})^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{a_i^4}{4!}\,d\lambda_i + \ldots,$$

où

$$(3) \qquad a_i = j\,q\left[u'_1\,\mathrm{R}[\lambda_1 - \lambda_i] + u'_2\,\mathrm{R}[\lambda_2 - \lambda_i]\right], \quad \text{avec } j = \sqrt{-1}.$$

II. *Lorsque* $\rho\tau$ *tend vers l'infini*, $\Phi'$ et $\mathrm{W}'$ tendent vers des limites qui, après retour aux variables $x_1$ et $x_2$, s'expriment par les relations

$$(4) \qquad \Phi = e^{-\frac{1}{2}\left[\mathrm{F}(0)\,[u_1^2 + u_2^2] + 2\mathrm{F}(\theta)\,u_1 u_2\right]}; \quad \text{où } \theta = t_1 - t_2;$$

$$(5) \qquad \mathrm{W}(x_1 x_2) = \frac{1}{2\pi} \frac{e^{-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{F}(0)\,[x_1^2 + x_2^2] - 2\mathrm{F}(\theta)\,x_1 x_2}{\mathrm{F}^2(0) - \mathrm{F}^2(\theta)}}}{\sqrt{\mathrm{F}^2(0) - \mathrm{F}^2(\theta)}}, \quad \text{où } \mathrm{F}(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} q^2 \rho\, \mathrm{R}(t)\, \mathrm{R}(t - \theta)\, dt,$$

$\mathrm{F}(\theta)$ n'est autre que la fonction de corrélation [1]. Supposons que les circuits

---

[1] Courtines, *Les fluctuations dans les appareils destinés aux mesures électriques* (Congrès International d'Électricité, t. II, 1932, p. 545. Paris).

de détection remplacent la réponse $x(t)$ par $y(t)$. Pour des couplages assez lâches et lorsque la valeur instantanée de $y$ ne dépend que de la valeur instantanée de $x$, les propriétés de la fonction fluctuante $y(t)$ s'obtiennent aisément à partir des résultats précédents d'où l'on déduit les moyennes

$$\overline{x_1^2 x_2^2}\ [(\alpha)\ \text{détecteur quadratique}],$$
$$\overline{x_1^p x_1^p}\ [(\beta)\ \text{détecteur } y = x^p],$$
$$\overline{|x_1||x_2|}\ [(\gamma)\ \text{détecteur linéaire}]\ \ [2].$$

$\alpha$ et $\beta$ se calculent aisément à partir de (4) en fonction des puissances de $F(\theta)$; $\gamma$ se calcule à partir de (5) sous forme d'une intégrale double développable, si on le désire, en série entière de $F(\theta)$; il est ensuite aisé de tenir compte des constantes de temps des appareils de lecture qui suivent les circuits de détection. Lorsque ces circuits de détection proprement dits ont des condensateurs, la donnée instantanée de $y(t)$ dépend de toutes les valeurs antérieures de $x(t)$; on peut se ramener néanmoins à des calculs analogues aux précédents lorsque les constantes de temps introduites par les condensateurs sont grandes par rapport aux temps de corrélation à la sortie de l'amplificateur.

L'ensemble des relations (4) et (5) définit l'approximation gaussienne du problème; elle est déterminée uniquement par $F(\theta)$ qui ne dépend que du gain $g(\nu)$ et non du déphasage $\varphi(\nu)$ de l'amplificateur. Elle permet le calcul exact des moyennes du second ordre $(\overline{x^2}$ et $\overline{x_1 x_2})$.

III. *Pour le calcul exact d'autres moyennes* il faut revenir à (2), qui fait intervenir les fonctions

$$\mu_{nm}(\theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} R^n(t)\, R^m(t-\theta)\, dt,$$

qui en général dépendent de $\varphi(\nu)$; $F(\theta)$ n'est qu'une fonction particulière de cet ensemble. Le calcul exact de $\overline{x_1'' x_2''}$ oblige à prendre assez de termes dans la relation (2) pour avoir exactement le coefficient de $u_1'^p u_2'^q$ dans le développement de $\Phi'$ en $u_1'$ et $u_2'$. L'importance relative des différents termes par rapport à $\rho\tau$ apparaît immédiatement. A titre d'exemple simple, le détecteur quadratique donne

$$(6)\qquad \overline{(x_1^2 - \overline{x^2})(x_2^2 - \overline{x^2})} = 2q^2 i^2 \mu_{11}^2(\theta) + q^3 i\, \mu_{22}(\theta) = 2F^2(\theta) + q^3 i\, \mu_{22}(\theta),$$

d'où les résultats déjà établis par l'usage des séries de Fourier [3]; le spectre du redresseur quadratique est, en toute rigueur, la somme de deux spectres; le premier proportionnel à $q^2 i^2$, indépendant de $\varphi(\nu)$, prédomine si $\rho\tau$ est grand; le second, proportionnel à $q^3 i$, dépendant de $\varphi(\nu)$, prédomine si $\rho\tau$ est petit. Un calcul simple donnerait d'ailleurs une identification quantitative.

---

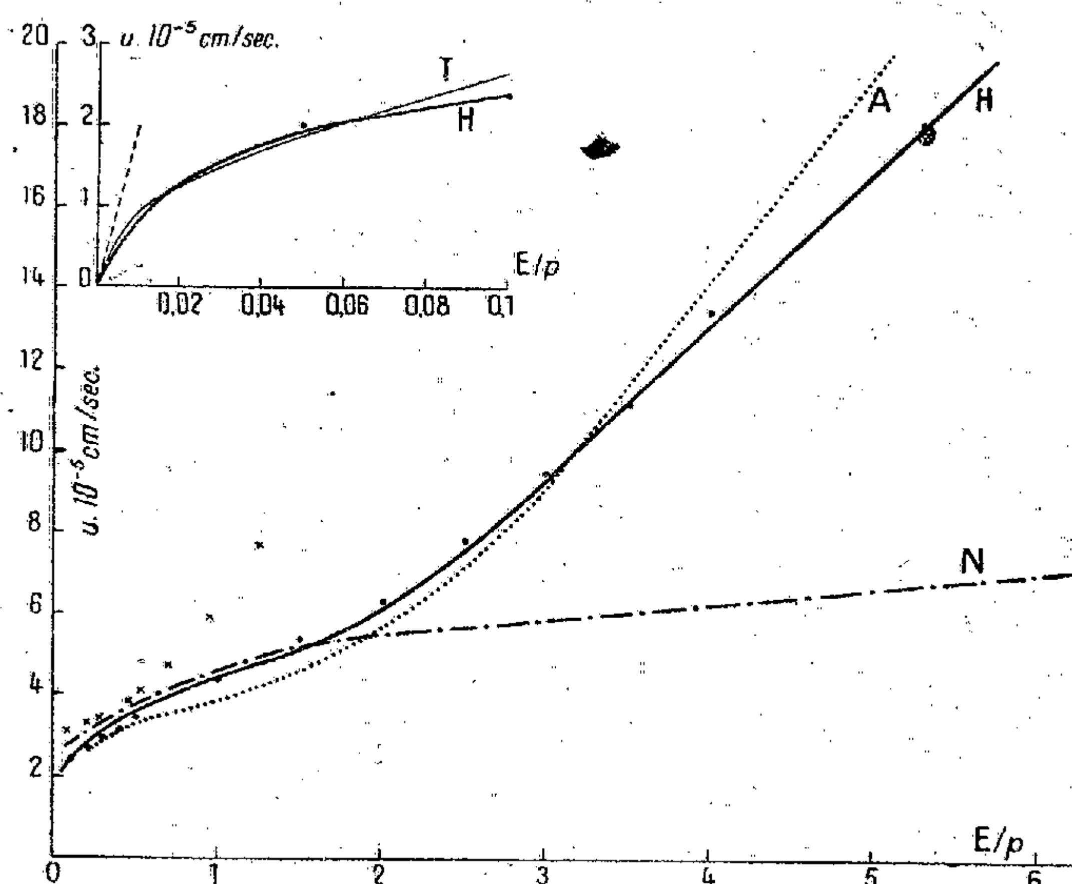
(2) Pour l'étude de ces détecteurs par les séries de Fourier, voir Frënz, *Electrische Nachrichten Technik*, **17**, 1940, p. 215; *Hochfrequenz Technik*, **57**, 1941, p. 146.

(3) Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 42.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la mobilité des électrons libres dans l'argon.* Note de M. **Pierre Herreng**, présentée par M. Paul Langevin.

J'ai décrit [1] une méthode nouvelle de détermination de la vitesse de transit des électrons libres dans un gaz sous l'action d'un champ électrique uniforme. Elle consiste à ioniser une mince tranche du gaz contenu dans une chambre scellée par des impulsions périodiques très brèves de rayonnement X, et à étudier à l'oscillographe cathodique, après amplification, l'allure du courant engendré, dans le circuit de la chambre, par le déplacement des électrons et des ions sous l'action du champ. La vitesse de transit des électrons est une fonction du rapport $E/p$ de l'intensité du champ électrique à la pression du gaz, c'est-à-dire de l'énergie cinétique moyenne des particules. J'ai fait une étude systématique des variations de cette vitesse, pour des champs électriques d'intensité variant entre 2 et 400 volts/cm et des pressions allant de 50 à 760$^{mm}$ de mercure. L'ensemble des résultats est représenté par les courbes H de la figure ci-dessous. E est mesuré en volts/cm et $p$ en millimètres de mercure. Toutes les mesures sont ramenées à la température de 0° C.

Les croix et les petits cercles représentent un certain nombre de résultats obtenus respectivement par Townsend et Bailey [2] (méthode de déflection




magnétique) et par R. A. Nielsen [3] (méthode des *fenêtres* électriques). On voit que mes résultats sont en très bon accord avec ceux de ce dernier.

On peut essayer d'interpréter théoriquement la courbe expérimentale en

(1) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 79.
(2) *Phil. Mag.*, 43, 1922, p. 593.
(3) *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 950.

appliquant la méthode de Morse, Allis et Lamar ([4]) qui ne fait aucune hypothèse sur la loi de distribution des vitesses électroniques et permet de tenir compte des variations de la section spécifique de choc entre électrons et atomes en utilisant les valeurs de cette grandeur déterminées directement dans les expériences de Ramsauer ([5]) et C. E. Normand ([6]). Par contre on suppose que les interactions entre électrons et atomes se réduisent à des chocs parfaitement élastiques, et que l'énergie cinétique moyenne des atomes est négligeable devant celle des électrons. Cette théorie ne s'applique donc que pour des valeurs moyennes de l'énergie des électrons, donc du rapport $E/p$. Les valeurs de la vitesse de transit, qu'on peut en déduire, sont représentées par la courbe marquée N, qui rend parfaitement compte de l'allure des phénomènes pour des valeurs de $E/p$ comprises entre 0,1 et 1,75 environ. Au-dessus de cette dernière limite, on constate une augmentation rapide de la vitesse de transit qui est due à l'influence croissante des chocs inélastiques suivis de l'excitation de l'atome d'argon et de la perte par l'électron de la majeure partie de son énergie. On peut d'ailleurs remarquer que, pour $E/p = 1,75$, l'énergie moyenne des électrons est, d'après H. W. Allen ([7]), égale à 11,6 volts, valeur très voisine de l'énergie d'excitation de l'atome d'argon sur le niveau de résonance (11,57 volts).

W. P. Allis et H. W. Allen ([8]) ont montré comment on peut modifier la loi de distribution de Morse, Allis et Lamar, en imposant une limite supérieure à l'énergie des électrons, pour tenir compte des chocs inélastiques. La courbe calculée par H. W. Allen, et que j'ai prolongée jusqu'à $E/p = 5$, est marquée A sur la figure. Elle est en bon accord avec la courbe expérimentale jusqu'à $E/p = 4$ environ. Pour les petites valeurs de $E/p$, on ne peut plus négliger l'énergie des atomes du gaz devant celle des électrons. D'autre part, on ne possède pas de mesures directes du libre parcours moyen pour des électrons de très faible énergie. Si l'on admet pour les électrons une distribution des vitesses maxwelliennes, on peut utiliser la formule générale donnée par M. P. Langevin ([9]), pour une loi d'interaction quelconque entre ions et molécules. La formule de M. Langevin suppose l'énergie moyenne des ions égale à celle des atomes. J'ai étendu cette relation au cas où la température des ions est différente de celle des atomes du gaz. Dans le cas des électrons, et en supposant que les interactions entre ions et atomes se réduisent à des chocs élastiques, on arrive à l'expression suivante de la vitesse de transit limite :

$$(1)\qquad u = \frac{0,815\,e}{\sqrt{2m}}\left(\frac{E}{p}\right)\lambda_1\left[\frac{E_a}{2} + \sqrt{\frac{E_a^2}{4} + \frac{e^2 M}{6,04\,m}\cdot\left(\frac{E}{p}\right)^2\lambda_1^2}\,\right]^{-\frac{1}{2}},$$

([4]) *Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 412.

([5]) C. Ramsauer et R. Kollath, *Ann. der Physik*, 12, 1932, p. 529.

([6]) *Phys. Rev.*, 35, 1930, p. 1217.

([7]) *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 707.

([8]) *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 703.

([9]) *Annales de Physique*, 8e série, 5, 1905, p. 245.

$e$ et $m$ représentent respectivement la charge et la masse des électrons, $\lambda_1$ leur libre parcours moyen sous une pression de $1^{mm}$, M la masse des atomes du gaz et $\overline{E_a}$ leur énergie cinétique moyenne. La courbe marquée T sur la figure traduit la relation (1) ci-dessus, en donnant à $\lambda_1$ la valeur 0,150 cm, qui est compatible avec les mesures de Ramsauer et Normand. On voit que l'accord avec l'expérience est satisfaisant jusqu'à $E/p = 0,1$ environ.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude par examen aux rayons* X *des pellicules d'oxydes formées sur le fer aux températures élevées.* Note de M. **Jacques Bénard**, présentée par M. Charles Mauguin.

J'ai montré, en collaboration avec M. G. Chaudron et M^me^ A. Michel [1], que le fer chauffé à 900° à l'air se recouvre d'une couche d'oxyde continue constituée en majeure partie par FeO. Si l'on détache cette pellicule du métal sous-jacent et si on la porte à nouveau à 900°, elle se transforme très rapidement en $Fe^2O^3$; nous avions expliqué cette différence de comportement par l'intervention de la diffusion du fer à travers la pellicule au cours de l'oxydation.

Dans cette Note j'apporte une nouvelle preuve de ce mécanisme par l'étude des variations du paramètre de FeO aux différents niveaux. J'ai montré en effet [2] que le fer pouvait se dissoudre dans FeO en provoquant un accroissement du paramètre $a$ (de 4,282 Å à 4,300 Å à la température de 900°). L'existence d'un mouvement de diffusion du fer dans FeO doit donc entraîner des inégalités de concentration et par suite des variations du paramètre de l'oxyde.

J'ai utilisé dans ce but la méthode des diagrammes en retour [3] (mesure effectuée sur des raies correspondant aux grands angles de Bragg, superposition du diagramme d'une substance étalon, enregistrement microphotométrique du cliché). La plaquette à examiner est recouverte d'une couche fine de chlorure de sodium pris comme étalon et orientée normalement au faisceau incident. La cristallisation de l'oxyde est en général trop développée pour que les raies soient continues, et la précision est de ce fait fortement diminuée. Il est possible de rétablir leur continuité et d'obtenir une très bonne précision avec des substances dont les particules ont des dimensions moyennes très variables, en faisant tourner le film sensible dans son plan autour du faisceau incident pendant la pose. Le paramètre $a$ de FeO est déterminé dans ces conditions avec une approximation de $\pm 0,0003$ Å. L'exploration de la couche oxydée aux différents niveaux a lieu en opérant une série de polissages et en

(1) *Bull. Soc. Chim. France*, 10, 1943, p. 1.
(2) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 912.
(3) *Ann. Chim.*, 11^e^ série, 12, 1939, p. 5.

faisant, sur chaque surface mise à nu, un diagramme par réflexion avec le rayonnement K$\alpha$ du fer. On détermine ainsi le paramètre d'une couche d'oxyde dont l'épaisseur est bien inférieure à $0^{mm},1$.

Le tableau suivant résume les essais faits sur une pellicule de $0^{mm},5$ d'épaisseur préparée par oxydation au four électrique d'une plaquette de fer pur pendant 3 heures et refroidissement rapide à l'air.

| Numéro du diagramme. | Distance de la surface examinée au métal (en mm). | Paramètre de FeO (en Å). | Précision. |
|---|---|---|---|
| 1 | 0,5 (surface) | 4,287 | ± 0,0003 |
| 2 | 0,3 | 4,289 | ± 0,0003 |
| 3 | 0,1 | 4,301 | ± 0,0003 |
| 4 | 0,1 | 4,300 | ± 0,002 |

Le paramètre de FeO est d'autant plus grand que l'oxyde se trouve dans une région plus voisine du métal, ce qui montre qu'il y a un enrichissement en fer dissous des couches profondes de la pellicule. Bien que la précision dans la détermination de $a$ diminue lorsqu'on examine les pellicules très minces, par suite de l'affaiblissement d'intensité de la raie sur laquelle on fait les mesures, on peut s'assurer que $a$ tend vers la valeur limite 4,300 Å. Cette valeur correspond à 900° au paramètre maximum de FeO en présence d'un excès de fer, comme je l'avais constaté antérieurement. L'oxyde est donc saturé de fer au voisinage du métal.

L'examen de pellicules correspondant à des temps d'oxydation différents montre dans tous les cas une variation analogue du paramètre lorsqu'on passe de la couche interne à la couche externe. Le paramètre de l'oxyde au contact du métal a toujours sensiblement la même valeur, $a = 4,300$ Å, mais celui de l'oxyde superficiel est toujours supérieur à la valeur minimum, $a = 4,282$ Å, atteinte lorsque FeO se trouve en présence d'un excès d'oxygène. L'action de l'oxygène est donc toujours incomplète même à proximité de l'atmosphère.

Ces mesures confirment donc bien un processus de formation de la pellicule d'oxyde dans lequel intervient, d'une façon prépondérante, la migration du fer, vraisemblablement à l'état d'ions.

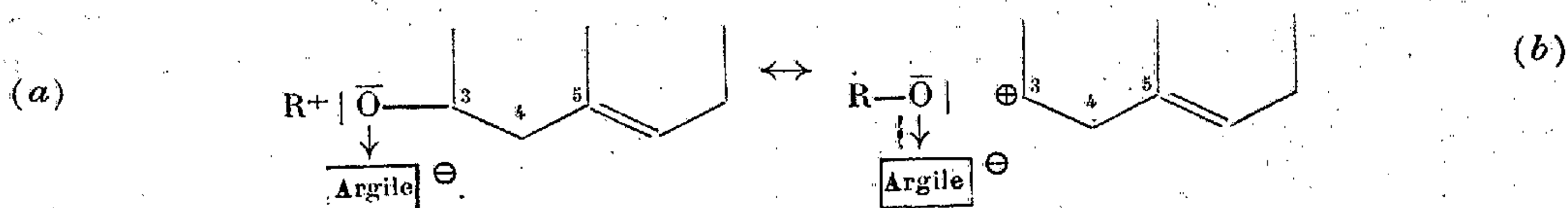
PHYSICOCHIMIE. — *Chromatographie et mésomérie dans le groupe des stérols. La réaction de Salkowski.* Note de M. **Paul Meunier**, présentée par M. Maurice Javillier.

Comme la vitamine A ([1]), le cholestérol donne lieu à des phénomènes de coloration par adsorption chromatographique sur certaines argiles (montmo-

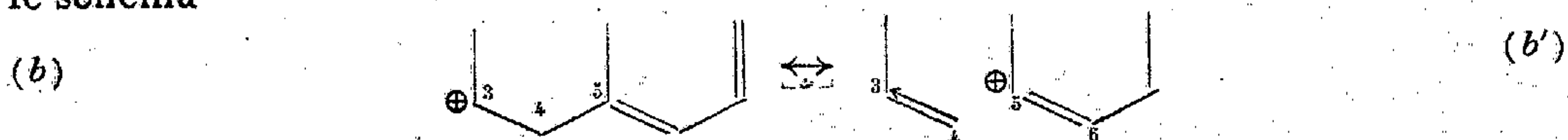
([1]) P. Meunier, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 470.

rillonites, *terres acides*). Déjà en 1926, Bills [2] avait décrit les couleurs successives qu'acquiert la floridine en présence d'une solution de cholestérol dans le tétrachlorure de carbone, à chaud; de rouge, elle vire au violet puis au bleu foncé. Étudions les effets de l'argile au premier stade, celui de la couleur rouge brique, qui rappelle tout à fait la teinte qui se développe dans l'acide sulfurique concentré au contact d'une solution chloroformique de cholestérol [réaction de Salkowski [3]]. Comme dans le cas de la vitamine A, l'adsorption est la condition nécessaire du phénomène de coloration : l'élution par un solvant donateur d'électrons (pyridine, alcools, amines aliphatiques, par exemple) fait disparaître la teinte rouge.

Aussi admettrons-nous dans les deux cas que l'adsorption s'effectue par l'intermédiaire d'une des paires d'électrons de l'oxygène alcoolique (libre ou estérifié), ce doublet venant compléter un octet incomplet de l'argile (sextet) [4]. Mais cette apparition d'une liaison semi-polaire entraîne un remaniement électronique au profit de l'oxygène, selon deux possibilités, qui, dans le cas du cholestérol, correspondent aux formules limites :




Mais, sous l'état mésomère (*b*), la molécule de stérol sera le siège d'un phénomène de résonance supplémentaire, le carbone (4) voisin d'un carbone à octet disloqué, le (3), présentant lui-même un octet stable (effet alternatif). De ce fait le carbone (3) a tendance à retirer le doublet électronique de la liaison 4.5 pour doubler la liaison 3.4 et neutraliser ainsi le carbone (3) selon le schéma




On peut attribuer à cette mésomérie la coloration rouge de la réaction de Salkowski : la double liaison 5.6 n'y participe pas, le dihydrocholestérol donnant également cette réaction.

Si maintenant l'on fait cesser la mésomérie, par addition d'alcool par exemple, la molécule de stérol se trouve pour ainsi dire *figée* sous l'une ou l'autre des formules limites envisagées. On peut donc s'attendre à retrouver des corps nouveaux après passage du cholestérol sur une argile acide. Or l'un

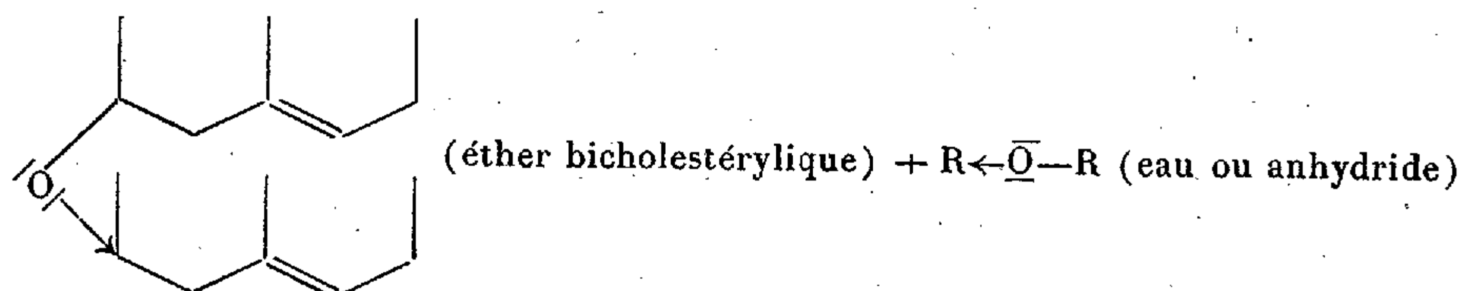
---

(2) *Journ. biol. Chem.*, 67, 1926, p. 753.

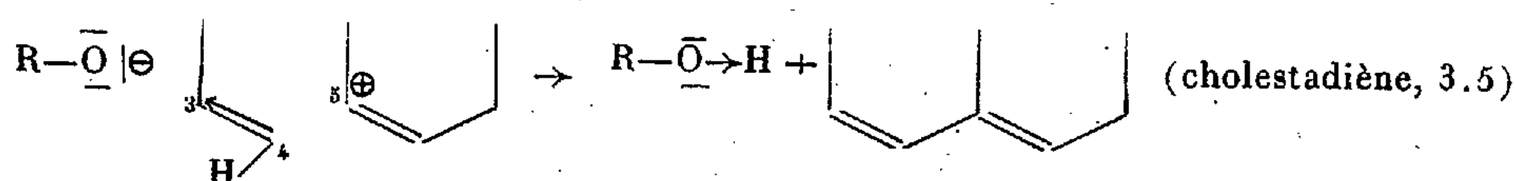
(3) *Zeits. physiol. Chem.*, 57, 1908, p. 523.

(4) Un autre réactif à octet incomplet, la solution concentrée de $SbCl^3$ fournit une coloration rouge analogue aux précédentes avec le cholestérol.

de ces corps, le plus important pondéralement, a été déjà identifié ([5]), mais sa formation était restée obscure. Les formules limites (*a*) et (*b*) l'expliquent aisément. Il s'agit de l'éther bi-cholestérylique (point de fusion 209°), qui, pour nous, résulte de l'union de l'ion négatif provenant de (*a*) avec l'ion positif de (*b*), une molécule de R—O—R, également neutre se formant par ailleurs :




Mais, en préparant par le procédé de Bills et Mc Donald ([6]) cet éther-oxyde, nous l'avons trouvé souillé d'une impureté absorbant fortement l'ultraviolet à partir de 245$^{m\mu}$. Nous avons pu identifier celle-ci au cholestadiène-3.5 [point de fusion 79° et maxima d'absorption à 229, 235 et 245$^{m\mu}$ ([7])]. Nous pouvons même évaluer à 15-16 % la teneur en ce diène du produit brut recueilli sur l'argile. Sa formation correspond à un phénomène de prototropie à partir de la formule (*b'*) :




Au moment où cesse la mésomérie, on voit qu'un proton quitte le carbone stable ([4]) et est accepté par l'anion R—O|$^{(-)}$ encore disponible. On remarquera que la genèse de ce diène est en tout point identique à celle de la vitamine A dite cyclisée à partir de la vitamine A ([8]).

Ainsi l'identification de l'éther bi-cholestérylique et du cholestadiène-3.5 dans les produits d'élution du cholestérol adsorbé sur une terre acide est une preuve irréfutable de la mésomérie dont ce dernier était le siège sur l'argile. La présence de ces deux corps nouveaux est le témoignage matériel de la réalité des divers états mésomères qui les ont précédés.

---

([5]) Bills et Mc Donald, *Journ. biol. Chem.*, **72**, 1927, pp. 1 à 11.

([6]) *Journ. Biol. Chem.*, 68, 1926, p. 821.

([7]) Voir Schoenheimer et Evans, *Journ. biol. Chem.*, **114**, 1936, p. 567, et L. F. Fieser, *The Chemistry of Natural Products related to Phenanthrène*, New-York, 1927 (2e édition) aux pages 282 et 362.

([8]) P. Meunier, R. Dulou et Mlle A. Vinet, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 907.

LITHOLOGIE. — *Sur quelques propriétés de la* brookite *dans les formations détritiques du Bassin Parisien.* Note de M^lle **Solange Duplaix.**

La *brookite* est un minéral à la fois rare et facile à déterminer en grains microscopiques, grâce à ses belles couleurs d'interférence. On est donc tenté de rechercher si elle ne pourrait pas servir de *minéral caractéristique* dans les études de pétrologie sédimentaire. Un essai dans ce sens a d'ailleurs déjà été fait par M. L. Cayeux. Il m'a semblé utile de reprendre la question avec plus de détails.

Les gisements primaires de brookite, actuellement connus en France, sont confinés dans les Alpes, dans l'est du Massif Central et dans le Massif armoricain. Cependant, la découverte de la brookite dans les alluvions actuelles de la Haute-Vienne et de la Creuse, ainsi que dans les grès et psammites du Trias vosgien, me permet d'affirmer l'existence de tels gisements dans l'ouest du Massif Central et dans les Vosges. D'autre part certaines indications laissent supposer que des gisements primaires de brookite doivent exister dans le Massif ardenno-rhénan et dans l'ouest de l'Angleterre. Il en résulterait que tous les massifs hercyniens bordant le Bassin Parisien seraient susceptibles de fournir la brookite aux formations détritiques qui en proviennent.

Dans ces conditions il est nécessaire de rechercher si la brookite de ces diverses provenances peut être différenciée par quelques-uns de ses caractères :

Les résultats que j'expose ci-dessous sont basés sur l'étude de la brookite (81 grains) de 22 gisements sédimentaires différents, soit marins, soit continentaux; ceux-ci s'étagent du Crétacé inférieur à l'Actuel (sols et alluvions). Les grains ont été montés au baume du Canada et examinés au microscope. La valeur de l'angle 2V a été déterminée à l'oculaire micrométrique, étalonné sur des minéraux connus (l'erreur des mesures n'excède guère $\pm 1^{\circ}$). La lumière monochromatique était obtenue par des écrans rouge et vert.

Les *formes cristallines* sont assez souvent reconnaissables; l'aplatissement suivant $h^1$ invariable et permet de voir la bissectrice aigüe; les faces $e_{\hat{}}^3$ et $e^{1/3}$ toujours présentes, $d$ souvent visible, $m$ moins fréquente. *Clivages* : $m$ ou $g^1$, ou les deux, constants; $p$ très rare.

*Couleur* jaune plus ou moins foncée, quelquefois brune. J'ai trouvé un grain jaune verdâtre et un autre incolore. Certains cristaux, parfaitement frais d'aspect, sont inégalement colorés en taches jaunes et presque incolores; d'autres, altérés, jaunes aussi, mais incolores sur les bords ou au centre.

*Pléochroïsme* rare et très faible : le plus souvent, *ng*-jaune d'or, *np*-jaune citron. Les grains sont parfois bourrés d'*inclusions* noires opaques.

*Dispersion* très marquée : les deux cas décrits pour les brookites (1) ont été observés : 1° croisement des plans des axes optiques, c'est le cas le plus général : rouge, parallèle à $p$; vert, parallèle à $g^1$ ($\rho > \nu$, cependant dans deux cas $\rho < \nu$); 2° plan des axes optiques parallèle à $p$, dispersion des axes $\rho > \nu$ (16 cas sur 50).

Le tableau ci-après est un essai de classement rationnel des brookites en fonction de leurs propriétés optiques diverses.

| 2V Lumière verte. Plans des A. O. croisés. Jaune. | Jaune et incolore fraîche. | Jaune et incolore altérée. | ∥ p. Toutes nuances. | 2V Lumière rouge. Plans des A. O. croisés. Jaune. | Jaune et incolore fraîche. | Jaune et incolore altérée. | ∥ p. Toutes nuances. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 12 | 20 | 16 | 10 | 26 | 26 | 26 | 29 |
| 14 (*) | 12 | 16 | 14 | 28 (*) | 23 | 21 | 28 |
| 18 | 16 | 12 | 12 | 26 | 21 | 22 | 26 |
| 12 | 12 | 12 | 12 | 25 | 23 | 26 | 26 |
| – | 18 | – | 10 | – | 23 | – | 27 |
| – | 12 | – | 10 | – | 26 | – | 27 |
| – | 10 | – | 19 | – | 23 | – | 25 |
| – | 12 | – | 16 | – | 26 | – | 29 |
| – | 19 | – | – | – | 25 | – | – |
| Moy. : 14 | Moy. : 14,5 | Moy. : 14 | Moy. : 12,8 | Moy. : 26,3 | Moy. : 24 | Moy. : 23,8 | Moy. : 27 |

(*) Le seul grain jaune-verdâtre rencontré.

Deux remarques s'imposent :

1° l'angle 2V est, en moyenne, plus grand pour le rouge et plus petit pour le vert pour les grains à A. O. parallèle à $p$ (pour toutes les couleurs) que pour ceux à dispersion croisée;

2° l'angle 2V moyen semble varier pour le rouge ([2]) avec la coloration et l'état de conservation des grains. On pourrait, peut-être, avancer l'hypothèse que l'altération progressive du minéral se traduit, à la fois, par une décoloration (départ de fer) et par la diminution de l'angle des axes optiques (rouge). Cette hypothèse de décoloration accompagnant un séjour plus ou moins prolongé dans les formations détritiques et, peut-être, des remaniements successifs, serait conforme à l'opinion de H. B. Milner et ne serait nullement en contradiction avec les observations de L. Berthois ([3]) qui semble n'avoir étudié que les minéraux frais, non altérés, en gisement primaire.

En résumé, la brookite se rencontre fréquemment dans les formations détritiques du Bassin de Paris, mais toujours en faible quantité; elle semble être plus stable qu'on ne l'admet souvent car, dans les grès triasiques, son état de conservation est le même que dans les alluvions actuelles. Les caractères optiques des brookites que j'ai étudiées ne permettent pas, pour l'instant, de les relier à des gisements définis. Ceci, et le fait que les gisements primaires des brookites sont très répandus, n'autorise pas, dans l'état actuel de nos connaissances, à ériger la brookite en *minéral caractéristique* régional dans le Bassin Parisien.

---

([1]) A. Lacroix, *Minéralogie de la France*, 3, 1901-1909, pp. 169-175.

([2]) Par suite de la valeur inégale des écrans employés, les précisions de mesures pour le rouge sont meilleures que pour le vert; seules les valeurs pour le rouge sont considérées,

([3]) *Mém. Soc. Géol. et Min. de Bretagne*, 2, 1935, p. 19.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les phosphates et l'osmose.*
Note [1] de M. **Lucien Plantefol**, transmise par M. Marin Molliard.

L'étude comparée des phénomènes d'osmose et d'imbibition fournis par la série des phosphates et l'acide phosphorique apporte une confirmation très nette à la théorie de l'osmose que j'ai exposée précédemment; elle montre comment la loi de Pfeffer-van't Hoff ne saurait être applicable au cas des parois osmosantes colloïdales.

Les résultats expérimentaux ci-après ont été obtenus par osmose au travers d'un disque de *Laminaria flexicaulis*, de $24^{mm}$ de diamètre, séparant, de $300^{cm^3}$ d'eau, $12^{cm^3}$ de solution titrée; la grandeur du mouvement osmotique est mesurée par le déplacement du ménisque dans un tube vertical de $4^{mm}$ de diamètre.

Le phénomène osmotique étudié est bien défini en grandeur : par exemple, pour les cinq expériences réalisées avec une solution M de $PO^4H^3$ et des Laminaires provenant de récoltes différentes, les élévations de niveau produites au bout de 24 heures sont, en millimètres, 161, 168, 168, 169, 179.

Les écarts sont toutefois beaucoup plus considérables :

1° quand on utilise des solutions moins concentrées : avec $PO^4H^3$, sol. 0,2 M, dont l'effet osmotique est moins important, pour 24 heures, 55, 95 et $135^{mm}$;

2° dans des conditions de temps différentes : au cours des premières heures, le mouvement d'eau s'installe plus ou moins vite (dans les cinq expériences avec $PO^4H^3$, sol. M, après 6 heures, les élévations de niveau s'échelonnent entre 63 et $91^{mm}$); de grandes différences se réalisent surtout quand le mouvement osmotique va prendre fin et que, plus ou moins tôt, le déplacement du ménisque va s'inverser ($PO^4H^3$, sol. M, 48 heures : les cinq valeurs vont de 147 à $240^{mm}$). La fin du phénomène ascensionnel se produit après des temps divers ($PO^4H^3$, sol. M, de 26 à 95 heures) et après des ascensions plus ou moins grandes (de 170 à $350^{mm}$). Ces différences sont dues dans certains cas à des altérations de la paroi, dans d'autres à la différence d'épaisseur des thalles (de 0,5 à $1^{mm}$ environ).

Les comparaisons les plus nettes, qu'on puisse établir entre deux phénomènes osmotiques réalisés avec des substances différentes dans des conditions données, portent sur deux grandeurs : le niveau maximum atteint (exprimé en millimètres), la vitesse moyenne du mouvement d'eau pour les 24 heures du début de l'expérience (millimètres d'ascension par heure).

L'action imbibante ou désimbibante de la solution est mise en évidence par séjour d'un fragment de thalle de surface fixe dans la solution : la variation de poids est déterminée après 24 heures. Les phosphates à concentrations suffisantes gélifient le thalle de l'Algue, ce qui rend une mesure précise particulièrement difficile. Les imbibitions sont exprimées en parties d'eau pour

---

(1) Séance du 12 juillet 1943.

100 parties sèches, l'imbibition normale du thalle dans l'eau distillée étant de l'ordre de 1400 à 1500 % secs. Les variations d'imbibition sont exprimées en employant les mêmes unités.

Le tableau suivant indique les valeurs expérimentales fournies par les divers phosphates de potassium et l'acide phosphorique à la concentration 0,05 M.

| | Osmose. | | Imbibition. | |
|---|---|---|---|---|
| 0,05 M. | Maximum atteint. | Vitesse moyenne 24 heures. | Eau pour 100 parties sèches. | Variation. |
| $PO^4H^3$ | 44 | 1,6 | 1000 | — 450 |
| $PO^4H^2K$ | 312 | 4,3 | 1660 | + 210 |
| $PO^4HK^2$ | 680 | 10,5 | 3080 | +1630 |
| $PO^4K^3$ | 900 | 9,8 | 3850 | +2400 |

Ainsi le phénomène d'imbibition, qui s'accompagne pourtant d'une distension du thalle, a pour effet de favoriser le phénomène osmotique. Cette relation entre les deux phénomènes se manifeste par d'autres rapprochements. Les trois phosphates sont capables de fournir des mouvements osmotiques comparables et très importants si l'on utilise des concentrations convenables : $PO^4H^2K$, M; $PO^4HK^2$, 0,1 M; $PO^4K^3$, 0,05 M; les imbibitions qui se produisent au contact de ces solutions sont du même ordre de grandeur.

| Concentration | | 0,01 M. | 0,05 M. | 0,1 M. | 0,2 M. | M. | 3 M. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Osmose, maximum atteint. | $PO^4H^2K$ | 39 | 312 | 408 | 588 | >1000 | >1000 |
| | $PO^4HK^2$ | 253 | 680 | >1000 | – | – | – |
| | $PO^4K^3$ | 300 | 900 | – | – | – | – |
| Osmose, vitesse moyenne. | $PO^4H^2K$ | 1 | 4,3 | 6,8 | 7,5 | 25,4 | 18,8 |
| | $PO^4HK^2$ | 2,2 | 10,5 | 13,1 | – | – | – |
| | $PO^4K^3$ | 5 | 9,8 | – | – | – | – |
| Variation d'imbibition. | $PO^4H^2K$ | + 50 | + 210 | + 230 | +250 | +2600 | +3000 |
| | $PO^4HK^2$ | +100 | +1630 | +2500 | – | – | – |
| | $PO^4K^3$ | +400 | +2400 | – | – | – | – |

Il n'y a cependant pas, entre les grandeurs de l'osmose et de l'imbibition, un parallélisme absolu; au delà d'une concentration optimum, l'osmose est moins forte; par exemple, avec $PO^4H^2K$, l'osmose est moins forte et la vitesse s'abaisse quand la concentration dépasse M.

Ces résultats établissent donc les faits suivants : L'osmose réalisée au travers d'une paroi imbibable et perméable à la substance dissoute n'est pas proportionnelle à la pression osmotique de la solution osmosante. Elle est, au contraire, en relation étroite avec les variations d'imbibition que présente la paroi sous l'action de la solution utilisée.

PHARMACODYNAMIE. — *Cessation spontanée des effets inhibiteurs de l'adrénaline aussi bien sur le colon que sur l'intestin grêle du Cobaye sans destruction de l'adrénaline.* Note de M<sup></sup>lle **Marcelle Beauvallet**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

Dans une précédente Note ([1]), après avoir rappelé que Straub puis divers auteurs ont proposé de ranger l'adrénaline parmi les poisons potentiels, c'est-à-dire parmi les poisons dont l'action physiologique peut cesser malgré leur présence constante au niveau du substrat, nous avons nous-même constaté que, vis-à-vis de l'intestin grêle isolé du Cobaye, l'adrénaline se comporte bien comme un poison *potentiel* puisque ses effets inhibiteurs cessent malgré la présence persistante du poison dans le bain extérieur, cette persistance de l'adrénaline étant due à la libération par l'intestin de substances qui empêchent sa destruction.

Il n'en subsiste pas moins une certaine discordance entre nos conclusions et celles émises antérieurement par J. Lavollay ([2]). Cet auteur, expérimentant sur le colon isolé de Cobaye, a pu conclure que le retour spontané de l'intestin à sa position initiale tient, non point à une insensibilité acquise de l'intestin à l'adrénaline, mais au simple fait que le poison a été détruit, si bien que le milieu qui le contenait est devenu sans effet. Aussi avons-nous cru devoir reprendre nos expériences non plus sur l'intestin grêle, mais sur le colon du Cobaye.

Aux *concentrations faibles* ($10^{-9}$ et même parfois $10^{-10}$), l'adrénaline produit une baisse de tonus; puis celui-ci remonte en quelques minutes à son niveau initial et le dépasse même souvent. Si l'on a eu soin d'empêcher l'oxydation de l'adrénaline du bain, soit dans les conditions déjà signalées par nous ([1]), soit en ajoutant au tyrode de l'acide ascorbique ($20^{mg}$ à $25^{mg}$ par litre), on constate que la baisse de tonus est plus durable; mais on peut, sinon toujours, du moins fréquemment, observer un retour spontané au tonus initial. Nous avons alors recherché chaque fois la présence de l'adrénaline dans le bain et, dans un certain nombre de cas, nous avons pu vérifier biologiquement cette présence. Donc, aux faibles concentrations, la cessation spontanée des effets inhibiteurs de l'adrénaline peut s'observer sur le colon comme sur l'intestin grêle du Cobaye.

Avec les *concentrations plus fortes* ($10^{-8}$), on observe une baisse importante de tonus accompagnée d'un arrêt brusque mais passager du péristaltisme. Puis, après quelques minutes, les contractions apparaissent et peuvent soit reprendre leur amplitude primitive, soit rester plus petites ou au contraire devenir plus grandes. Là encore, si l'oxydation de l'adrénaline n'est pas empêchée, la

---

([1]) *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 747.
([2]) *Ibid.*, 214, 1942, p. 287.

baisse de tonus ne dure que quelques minutes et le tonus, non seulement revient toujours à son niveau initial, ce qui est incontestablement dû en grande partie à la destruction du poison, mais dépasse parfois ce niveau, ce qui implique une réaction antagoniste du substrat. Si, au contraire, l'on empêche cette oxydation par les procédés indiqués ci-dessus, on peut parfois observer, avec la concentration de $10^{-8}$, une légère montée du tonus, bien que le taux de l'adrénaline reste à peu près inchangé, mais sans retour complet au niveau initial. Ajoutons enfin qu'aux concentrations plus élevées ($10^{-7}$ et $10^{-6}$) il n'y a jamais de remontée appréciable de tonus et de retour au tonus initial.

Ainsi, bien que le retour spontané du tonus à sa valeur initiale, malgré la présence constante de l'adrénaline soit plus rarement observable sur le colon que sur l'intestin grêle du Cobaye, on peut cependant se placer dans des conditions telles que ce retour puisse avoir lieu.

La théorie de l'adaptation émise par MM. Tiffeneau et Scheiner, pour expliquer la cessation des effets dans le cas des poisons potentiels, peut donc s'appliquer aussi bien au colon qu'à l'intestin grêle du Cobaye.

D'ailleurs J. Lavollay semble invoquer partiellement une même hypothèse lorsque, après avoir constaté la cessation des effets de l'adrénaline, c'est-à-dire après le retour du tonus aux taux initial, il observe que ce taux est souvent dépassé et explique ce fait par une réaction secondaire de l'organe. Il montre en outre que ce dépassement n'est pas dû à une propriété acquise par le bain et qui serait attribuable soit à un produit de destruction de l'adrénaline, soit à la diffusion d'une substance provenant de l'organe. Nous sommes sur ce point parfaitement d'accord avec J. Lavollay. Ainsi, bien que ne faisant pas intervenir de réaction antagoniste pour expliquer le retour du tonus à son niveau initial, J. Lavollay n'hésite pas à recourir à cette réaction pour expliquer que ce niveau est souvent dépassé.

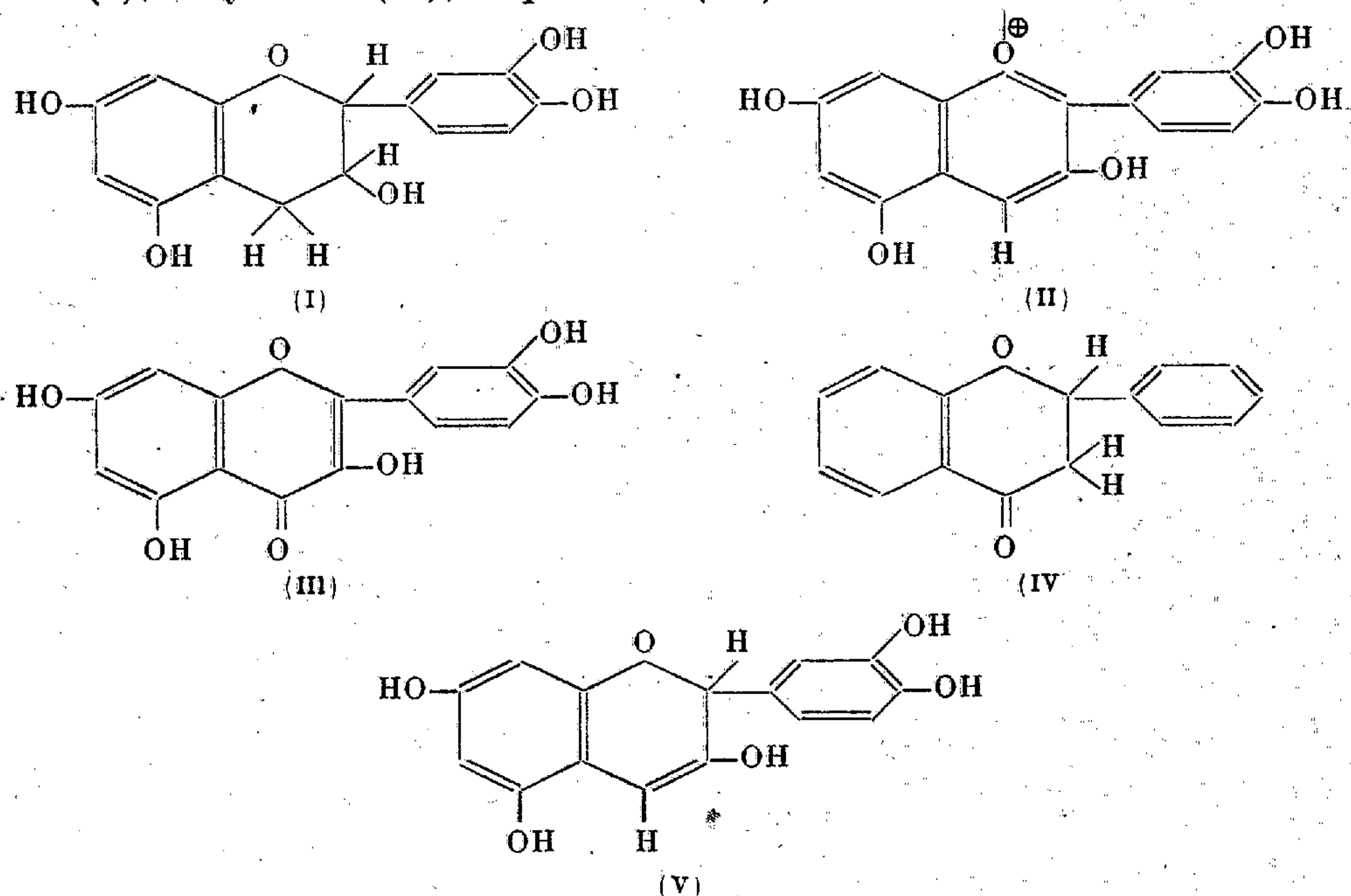
Il nous paraît alors que, si cette réaction est susceptible de se développer après que l'adrénaline a disparu, il n'y a aucune impossibilité à ce qu'elle commence à se manifester alors qu'il se trouve encore du poison dans le bain.

Nous pouvons donc confirmer nos constatations antérieures et conclure que la cessation spontanée des effets de l'adrénaline peut avoir une double cause : l'une, banale, attribuable à la destruction du poison; l'autre, curieuse et encore imparfaitement expliquée, consistant probablement en une réaction d'adaptation du substrat.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur une méthode d'oxydation de la catéchine en cyanidol. Applications de cette réaction.* Note de MM. **Jean Lavollay** et **Michel Vignau**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les pigments anthocyaniques des plantes, les colorants flavoniques et les substances catéchiques sont étroitement apparentés. Dans la nature les flavonols accompagnent généralement les anthocyanidols (Rose, Bleuet), la

catéchine voisine avec le quercétol (*Acacia catechu*). L'attention a été attirée spécialement sur ces substances depuis que Szent-Györgyi a considéré des dérivés de la flavanone (IV) comme doués des propriétés de la vitamine P et depuis que de telles propriétés ont été trouvées aux flavonols et à la catéchine ([1]). Du point de vue chimique on peut admettre que ces substances dérivent les unes des autres, par oxydation ou par réduction de l'hétérocycle. C'est ainsi que l'on peut classer, dans l'ordre croissant d'oxydation, la catéchine (I), le cyanidol (II), le quercétol (III) :




Le passage de (III) à (II) s'effectue facilement par réduction au moyen de l'hydrogène naissant; la réduction de (II) en (I) a été réalisée par catalyse (Freudenberg). Un degré d'oxydation intermédiaire entre (I) et (II) a été mis en évidence par Kuhn et Winterstein ([2]), il s'agit du leucocyanidol (V) préparé par réduction du cyanidol en solution pyridinée au moyen de poudre de zinc et d'acide acétique. A l'exception de cette dernière substance qui est autoxydable et se transforme à l'air en cyanidol, le passage d'un groupe à l'autre par oxydation est beaucoup plus difficile.

La transformation (II) → (III) n'a pas été réalisée. L'oxydation de la catéchine (I) en cyanidol (II) n'a été effectuée qu'en 1935 par Appel et Robinson ([3]), opérant sur le dérivé tétraméthylé de la catéchine. Les auteurs

---

([1]) Voir la bibliographie *in* J. Lavollay, *L'autoxydation des diphénols, en particulier de l'adrénaline. État actuel du problème de la structure et du rôle fonctionnel de la vitamine* P, Paris, 1942.

([2]) *Ber. d. chem. Ges.*, 65, 1932, p. 1742.

([3]) *J. Chem. Soc.*, 1935, p. 426.

réussirent l'oxydation au moyen du brome, en solution dans le dioxane; la présence de peroxydes dans le dioxane est indispensable à la réaction. Le produit obtenu se révéla, après déméthylation, comme identique au cyanidol.

Nous avons trouvé que l'oxydation de la catéchine en cyanidol est réalisable *directement*, sans qu'il soit nécessaire d'en protéger les OH phénoliques. Il suffit d'opérer dans l'acide sulfurique concentré en utilisant comme agent d'oxydation l'un des suivants $(SO^4)^3Fe^2$, $Fe(CN)^6K^3$, $CuO$, $MnO^2$, $ClO^3K$, $IO^3K$, $S^4O^8K^2$ etc. Cette réaction peut être effectuée facilement sur une solution acétonique de catéchine placée dans un tube à essai, en versant contre la paroi du tube un égal volume d'acide sulfurique concentré tenant en solution un peu de supersulfate de potassium ou de perborate de sodium. (20$^{mg}$ de catéchine dans 2$^{cm^3}$ d'acétone; 20$^{mg}$ de persulfate de potassium dans 2$^{cm^3}$ d'acide sulfurique).

On mélange brusquement les deux couches; une coloration rouge violet intense se développe. On laisse reposer 5 minutes. On dilue alors avec précaution en ajoutant 50$^{cm^3}$ d'eau par petites fractions et en refroidissant énergiquement lors de chaque apport; puis on extrait le colorant au moyen de 10$^{cm^3}$ d'alcool isoamylique. La solution amylique est lavée plusieurs fois à l'eau pour la débarrasser de son acidité. On obtient une solution amylique rouge violet de cyanidol, caractérisé par les réactions suivantes : 1° par agitation avec une solution sodique, la phase aqueuse se colore en vert puis en jaune; 2° avec l'acétate de sodium, en bleu violet; 3° avec le carbonate de sodium, en bleu franc puis en vert, virage au rouge par addition de ClH; 4° par addition de trois volumes d'alcool éthylique et de $FeCl^3$, coloration bleu franc; 5° par addition d'un volume d'alcool éthylique, de trois volumes d'eau et de $FeCl^3$, coloration bleu vert.

La réaction d'oxydation de la catéchine en milieu sulfurique constitue une méthode de synthèse de l'anthocyanidol correspondant. Pratiquée sur la catéchine ou sur l'épicatéchine, elle conduit au cyanidol. C'est une confirmation de l'identité de structure de ces composés.

Nous utilisons la formation de cyanidol pour la recherche et la caractérisation des catéchines dans les milieux naturels. C'est la seule réaction spécifique. Notre réaction porte en elle le principe d'un dosage colorimétrique des catéchines.

Elle permettra, pensons-nous, de caractériser facilement les différents produits catéchiques naturels, puisque sa mise en œuvre ramène le problème à celui de l'identification des anthocyanidols correspondants, dont les propriétés sont déjà bien connues.

A 15$^h$35$^m$ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 15$^h$45$^m$.

A. Lx.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 26 JUILLET 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale et a la Jeunesse** adresse ampliation de l'arrêté, en date du 17 juillet 1943, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Frédéric Joliot** pour occuper, dans la Section de Physique générale, la place vacante par le décès de M. *Édouard Branly*.

Il est donné lecture de cet arrêté.

Sur l'invitation de M. le Président, M. **Frédéric Joliot** prend place parmi ses Confrères.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la représentation des grandeurs électromagnétiques en théorie quantique des champs et en Mécanique ondulatoire du photon.* Note de M. **Louis de Broglie**.

En Mécanique ondulatoire du photon, on associe à chaque grandeur électromagnétique (telle, par exemple, que l'une des composantes du potentiel-vecteur) un opérateur hermitien $\mathcal{F}$. Un photon se trouvant dans l'état représenté par la fonction d'onde $\Psi$ peut s'annihiler au contact de la matière en passant dans un état d'annihilation que l'on représente par une fonction d'annihilation $\Psi_0$ constante, réelle et invariante. La grandeur électromagnétique *complexe* F correspondant à l'opérateur $\mathcal{F}$ est égale par définition à

$$F = \Psi_0 \mathcal{F} \Psi. \tag{1}$$

Elle correspond à une transition vers l'état d'annihilation d'un photon primitivement dans l'état $\Psi$, c'est-à-dire à l'*absorption* d'un photon par la matière. Réciproquement, la grandeur complexe conjuguée

$$F^* = \Psi^* \mathcal{F} \Psi_0 \tag{2}$$

représente la grandeur électromagnétique associée à l'*émission* d'un photon $\Psi$.

On suppose, de plus, dans le cas général que la fonction d'onde $\Psi$ d'un photon peut se représenter par la superposition de la fonction $\Psi_0$ et des ondes

planes monochromatiques *à énergie positive* du type

$$\Psi_{\vec{k}} = a_{\vec{k}}\, e^{i[kct - \vec{k}.\vec{r}]}, \tag{3}$$

où $k = \pm\sqrt{|\vec{k}|^2 + k_0^2}$, $k_0$ étant égal à $(2\pi i/h)\mu_0 c$ en fonction de la masse propre $\mu_0$ du photon (qu'on doit d'ailleurs supposer nulle ou extraordinairement petite). On laisse donc systématiquement de côté les ondes planes à énergie négative et l'on pose

$$\Psi = c_0\Psi_0 + \sum_{\vec{k}} c_{\vec{k}}\Psi_{\vec{k}}. \tag{4}$$

D'après les définitions générales de la Mécanique ondulatoire, on appelle *densité de moyenne* correspondant à la grandeur F pour le photon dans l'état $\Psi$ la quantité

$$\rho(F) = \Psi^* \mathcal{F} \Psi = \left(c_0^*\Psi_0 + \sum_{\vec{k}} c_{\vec{k}}^*\Psi_{\vec{k}}^*\right)\mathcal{F}\left(c_0\Psi_0 + \sum_{\vec{k}} c_{\vec{k}}\Psi_{\vec{k}}\right). \tag{5}$$

Introduisons maintenant la superquantification : les $c_{\vec{k}}$ et les $c_{\vec{k}}^*$ deviennent des opérateurs opérant sur les nombres $n_{\vec{k}}$ de photons dans les divers états d'ondes planes et définies par les formules

$$c_{\vec{k}} = e^{\frac{\partial}{\partial n_{\vec{k}}}}\sqrt{n_{\vec{k}}}; \qquad c_{\vec{k}}^* = \sqrt{n_{\vec{k}}}\, e^{-\frac{\partial}{\partial n_{\vec{k}}}}. \tag{6}$$

On peut d'ailleurs poser $c_0 = c_0^* = \sqrt{n_0}$, où $n_0$ est le nombre pratiquement infini des photons dans l'état annihilé. On est ensuite amené à considérer la fonction de répartition $R(\ldots n_{\vec{k}} \ldots)$ telle que le carré de son module donne en chaque point à coordonnées entières de l'espace des $n$ la probabilité de la répartition correspondante.

Ceci rappelé, revenons à l'expression (5) de $\rho(F)$ et observons que, d'après la forme des opérateurs $\mathcal{F}$ introduits par la Mécanique ondulatoire du photon et celle de $\Psi_0$, la quantité $\Psi_0\mathcal{F}\Psi_0$ est toujours nulle. Comme, de plus, le nombre $n_0$ est infiniment grand, on peut, dans (5), négliger les termes qui ne contiennent ni $c_0$, ni $c_0^*$, et il reste alors

$$\rho(F) = c_0^*\Psi_0\mathcal{F}\sum_{\vec{k}} c_{\vec{k}}\Psi_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}} c_{\vec{k}}^*\Psi_{\vec{k}}^*\mathcal{F} c_0\Psi_0. \tag{7}$$

On peut définir la valeur *observable* de $\rho(F)$ comme égale à la valeur moyenne de $\rho(F)$ calculée dans l'espace des $n$, c'est-à-dire

$$\overline{\rho(F)} = \sum_n R^*(\ldots n_{\vec{k}} \ldots)\,\rho(F)\,R(\ldots n_{\vec{k}} \ldots). \tag{8}$$

En tenant compte des propriétés des opérateurs $c_{\vec{k}}$ et $c_{\vec{k}}^*$, on trouve

$$\overline{\rho(F)} = \sqrt{n_0}\sum_{\vec{k}} R(\ldots n_{\vec{k}} \ldots)\left[\sqrt{n_{\vec{k}}+1}\,.\,\Psi_0\mathcal{F}\Psi_{\vec{k}}\,.\,R(\ldots n_{\vec{k}}+1 \ldots) + \sqrt{n_{\vec{k}}}\,.\,\Psi_{\vec{k}}^*\mathcal{F}\Psi_0\,.\,R(\ldots n_{\vec{k}}-1 \ldots)\right]. \tag{9}$$

Dans la somme du second membre, le premier et le second terme correspondent respectivement à l'absorption et à l'émission d'un photon sur l'onde $\vec{k}$.

Si tous les $n_{\vec{k}}$ sont grands par rapport à l'unité, de sorte que $n_{\vec{k}} \pm 1 \cong n_{\vec{k}}$, ce qui correspond au point de vue macroscopique, on obtient comme expression de la grandeur macroscopiquement observable

$$F_r = \sum_{\vec{k}} |R(\ldots n_{\vec{k}} \ldots)|^2 \sqrt{n_{\vec{k}}} [\Psi_0 \mathcal{F} \Psi_{\vec{k}} + \Psi_{\vec{k}}^* \mathcal{F} \Psi_0], \tag{10}$$

car on peut absorber le facteur $\sqrt{n_0}$ dans la définition de l'opérateur $\mathcal{F}$. La grandeur $F_r$ est réelle et représente le champ macroscopique. Nous retrouvons ainsi par une voie un peu différente un résultat que nous avions précédemment obtenu ([1]).

Comparons maintenant ce résultat avec les formules usuellement employées dans la théorie quantique des champs électromagnétiques. Dans cette théorie on représente chaque grandeur électromagnétique F par un développement où n'intervient aucun état d'annihilation, mais où figurent les ondes planes à énergie négative. Ce développement est de la forme

$$F = \sum_{\vec{k}} [c_{\vec{k}} F_{\vec{k}} + c_{\vec{k}}^* F_{\vec{k}}^*], \tag{11}$$

où $F_{\vec{k}} = f_{\vec{k}} e^{i[kct - \vec{k}.\vec{r}]}$ et $F_{\vec{k}}^* = f_{\vec{k}}^* e^{-i[kct - \vec{k}.\vec{r}]}$ représentent respectivement l'onde à énergie positive $k = +|\vec{k}|$ se propageant dans la direction $\vec{k}$ et l'onde à énergie négative $k = -|\vec{k}|$ se propageant dans la direction $-\vec{k}$. On dit souvent que la grandeur F définie par (11) est réelle, mais il ne faut pas oublier que les $c_{\vec{k}}$ et les $c_{\vec{k}}^*$ y sont les opérateurs des formules (6) et ne sont pas imaginaires conjuguées.

Dans la théorie quantique des champs, on considère que finalement les photons correspondant au vecteur de propagation $\vec{k}$ ont l'énergie positive $k = +|\vec{k}|$ et les $n_{\vec{k}}$ de la formule (6) représentent les nombres de photons par onde plane. On définit alors la valeur moyenne de la grandeur électromagnétique F par la formule

$$\overline{F} = \sum_n R^*(\ldots n_{\vec{k}} \ldots) F R(\ldots n_{\vec{k}} \ldots), \tag{12}$$

soit, en substituant à F l'expression (11),

$$\overline{F} = \sum_n R^*(\ldots n_{\vec{k}} \ldots) [\sqrt{n_{\vec{k}} + 1} F_{\vec{k}} R(\ldots n_{\vec{k}} + 1 \ldots) + \sqrt{n_{\vec{k}}} F_{\vec{k}}^* R(\ldots n_{\vec{k}} - 1 \ldots)]. \tag{13}$$

---

([1]) *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 41.

Dans la somme du second membre, les deux termes correspondent respectivement à l'absorption et à l'émission d'un photon sur l'onde $\vec{k}$. Si tous les $n_{\vec{k}}$ sont très grands, on obtient l'expression réelle du champ macroscopique observable

$$F_r = \sum_n |R(\ldots n_{\vec{k}} \ldots)|^2 \sqrt{n_{\vec{k}}} (F_{\vec{k}} + F_{\vec{k}}^*), \tag{14}$$

expression qu'on identifie avec (11) en posant

$$F_{\vec{k}} = \Psi_0 \mathcal{F} \Psi_{\vec{k}}, \qquad F_{\vec{k}}^* = \Psi_{\vec{k}}^* \mathcal{F} \Psi_0. \tag{15}$$

Les résultats obtenus par les deux théories concordent donc, mais ils sont obtenus par des voies différentes. En Mécanique ondulatoire du photon, on lie les grandeurs électromagnétiques à des transitions vers un état d'annihilation conformément à l'idée primitive de M. Dirac, mais l'on ne tient compte que des ondes à énergie positive; en théorie quantique des champs, au contraire, on ne fait pas intervenir explicitement les idées de transition et d'état d'annihilation, mais en revanche on introduit dans les développements les ondes à énergie négative. Les raisonnements précédents montrent que, dans les développements du type (11) de la théorie quantique des champs les termes étoilés correspondent à des processus d'émission et les termes non étoilés à des processus d'absorption : cette remarque nous semble jeter une certaine lumière sur le véritable sens de ces développements.

Les mêmes considérations vaudraient pour la théorie des mésons neutres et des considérations analogues s'appliqueraient, avec des modifications appropriées, au cas des mésons chargés.

SPECTROSCOPIE. — *Application à des molécules intéressantes de l'analyse nouvelle des spectres moléculaires. Étude d'une série nouvelle de petites fréquences.* Note (¹) de M. **Henri Deslandres**.

Dans les Notes précédentes j'ai affirmé plusieurs fois que les spectres moléculaires sont de plus en plus simples lorsqu'on se rapproche de l'infrarouge lointain et des très petites fréquences. Les trois lois simples du rayonnement moléculaire auraient été reconnues beaucoup plus tôt si, dès le début, on avait pu étudier l'infrarouge lointain aussi facilement que les régions lumineuse et ultraviolette.

A l'appui, je citerai l'analyse, en 1940 et 1941, des 16 petites fréquences de 7 molécules, étudiées par les physiciens hindous à la température de l'oxygène liquide (²). Les petites fréquences sont des fractions simples de la constante universelle 1062,5, le dénominateur étant le nombre $s'$ d'électrons activés

(¹) Séance du 21 juin 1943.

(²) Deslandres, *Comptes rendus*, 211, 1940, pp. 241 et 521; 212, 1941, pp. 28 et 832.

dans chaque partie de la molécule. L'accord est immédiat et complet avec les trois lois que je résume brièvement :

1° La molécule se divise en plusieurs parties, réduites souvent à deux, qui activent chacune les électrons de l'autre partie, et la fréquence $\nu$ de chaque partie est donnée par la formule simple $\nu = qd_1/s'r'$, $s'$ étant le nombre des électrons activés, $d_1$ la constante universelle 1062,5, $q$ et $r'$ des nombres entiers; 2° les électrons sont activés non un à un, mais par anneaux et sous-anneaux; 3° les fréquences des parties sont égales ou ont des différences très faibles.

Or Kohlrausch, dans son édition de 1938 de *Smekal und Raman effect* (pp. 198 à 253), donne, en $\nu\,cm^{-1}$, les petites fréquences de plusieurs molécules inorganiques et organiques, obtenues avec des spectrographes très dispersifs, à la température ordinaire, mais sans indiquer les intensités et la première publication. J'ai analysé les principales de ces fréquences, pour vérifier plus nettement encore l'accord avec les trois lois du rayonnement, et je présente ci-dessous le résultat dans le tableau XXIX. J'ai suivi l'ordre adopté par Kohlrausch dans son livre pour la présentation des molécules, et en me bornant, dans la plupart des cas, aux fréquences inférieures à $\nu$ 200 ou même à $\nu$ 100.

La première fréquence $\nu$ 82, de même que les fréquences $\nu$ 138 et 142, déjà signalées dans ma dernière Note, est émise par les molécules $H^2$, $N^2$ et $O^2$; la première fréquence $\nu$ 82 est due probablement à un polymère de $H^2$. D'ailleurs une autre fréquence de $H^2$ du proche infrarouge, dite de vibration, $\nu$ 4162,1 et égale à $47\,d_1/3 \times 4$, a été attribuée au polymère $H^4$; les petites fréquences, comme on sait, se polymérisent facilement. Les molécules $H^2$, $N^2$ et $O^2$, souvent voisines, s'excitent mutuellement par un effet de résonance, et vibrent en bon accord.

D'autre part ces propriétés peuvent apporter une explication simple à la catalyse, toujours assez mystérieuse, mais en fait extrêmement importante, puisque les vitamines, diastases, hormones et ferments sont plus ou moins rattachés à la catalyse. J'ai annoncé plusieurs fois que chaque fréquence d'une molécule est un harmonique, un multiple de plusieurs fréquences élémentaires, dues à des arrangements différents des atomes et électrons dans la molécule considérée. L'analyse révèle les nombres $q$, $s'$ et $r'$ qui, portés dans la formule (1) $\nu = qd'_u/s'r'$, reproduisent la fréquence, et dans les nombreux tableaux des Notes précédentes, j'ai noté seulement les solutions de $q$, $s'$ et $r'$ qui se rapportent à la molécule considérée; mais, en général, on a d'autres solutions de $q$, $s'$ et $r'$ qui peuvent se rattacher à d'autres molécules. Ainsi donc chaque fréquence peut être émise par des molécules différentes, et chacune de ces molécules peut être un catalyseur pour les autres molécules de son groupe, et même on conçoit qu'il soit possible de trouver quelques-unes de ces dernières molécules, en s'appuyant sur les nombres $q$, $s'$ et $r'$ qui leur correspondent. Ces suggestions seront acceptées seulement après de

nombreuses vérifications; le tableau XXIX ci-dessous apporte quelques preuves à l'appui; et j'ai abordé déjà cette question, au moins en partie, en 1938 et 1940 ([2]). J'ai signalé deux catalyseurs bien connus, le platine et le sulfate de cuivre, utilisés pour la formation de l'eau et la préparation du chlore, dont l'action serait liée à la résonance et au fait que le corps catalysé a les mêmes nombres d'électrons activables que le catalyseur. De plus, la décomposition de $H^2O^2$, l'union de $SO^3$ et $H^2O$ qui donne $SO^4H^2$, sont déterminées par le platine non modifié; là encore le catalyseur et le catalysé ont en commun des nombres $s'$ d'électrons activables.

Tableau XXIX.

*Molécules inorganiques* ([3]).

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1. | $H^2$ | ν | 82 = | $5d_1/64$ | −1,0 | 8×8; 8 de $H^4$ ou $H^8$? |
| 2. | LiF | ν | 100 = | $2d_1/21$ | −1,2 | 3×7; 3 de Li 2a. — 7 de F 1a. |
| | | ν | 283 = | $3d_1/32$ | +0,6 | 2×2×8; 2 de $Li^+$ 1a. — 8 de F 1a⁻. |
| 3. | LiCl | ν | 295 = | $9d_1/36$ | +0,0 | 2×18; 2 de Li 1a⁺. — 18 de $Cl^-$ 3a. |
| 4. | $BCl^3$ | ν | 1089 = | $41d_1/40$ | +0,0 | 5×8; 5 de B 2a. — 5 de Cl 1a⁺. |
| 5. | CO | ν | 86 = | $2d_1/25$ | −1,0 | 5×5; 5 de $C^+$ 2a. — 5 de $O^-$ 1a′. |
| | | | 89 = | $4d_1/48$ | +0,0 | 6×8; 6 de C 2a. — 8 de O 2a. |
| 6. | $N^2$ | | 82 = | $6d_1/77$ | −0,6 | 7×11; 7 de N 2a. — 7 de N 2a. |
| 7. | $HNO^2$ | | 38 = | $d_1/28$ | +0,0 | 7×4; 7 de N 2a. et 8 de NH et O 2a. |
| 8. | $NH^3$ | | 38 = | $3d_1/84$ | +0,0 | 7×3×4; 7 de N 2a. — 3 de $H^3$. |
| 9. | $O^2$ | | 82 = | $5d_1/64$ | −1,0 | 8×8; 8 de O 2a. — 8 de O 2a. |
| 10. | NaCl | | 45 = | $d_1/24$ | +0,8 | 8×3; 8 de $Na^+$ 1a. — 8 de $Cl^-$ 1a. |
| 11. | $AlCl^3$ | ν | 73 = | $2d_1/29$ | −0,3 | 29 de Al 13 3a. + Cl 15 2a⁻. — 29 de $Cl^2$ 2a⁺. |
| 12. | $SiO^2$ | | 11 = | $d_1/96$ | +0,0 | 12×8; 12 de Si 2a. — 12 de $O^2$ 1a. |
| 13. | » | | 28 = | $d_1/39$ | +0,8 | 13×3; 13 de $Si^+$ 3a. — 13 de $O^2$ 1a⁻. |
| 14. | » | | 29 = | $d_1/36$ | −0,5 | 12×3; autre multiple de 12. |
| 15. | » | | 30 = | $d_1/35$ | −0,4 | 5×7; 5 de $Si^-$ 1a. — 7 de $O^{2+}$ 1a. |
| 16. | » | | 35 = | $d_1/30$ | −0,4 | 15×2; 15 de $Si^-$ 3a. — 15 de $O^{2+}$ 2a. |
| 17. | » | | 40 = | $d_1/27$ | +0,6 | 9×3; 9 de $Si^+$ 2a′. — 9 de $O^{2-}$ 1a. |
| 18. | » | ν | 45 = | $d_1/24$ | +0,7 | 12×2; autre multiple de 12. |
| 19. | » | | 79 = | $2d_1/27$ | +0,3 | 9×3; autre multiple de $d_1/27$. |
| 20. | $PCl^3$ | | 58 = | $d_1/18$ | −1,0 | 9×2; 9 de $PCl^-$ 1a′. — 9 de $Cl^{2+}$ 1a′. |
| 21. | $CaCl^2$ | | 73 = | $d_1/130$ | −0,6 | 10×13; 10 de Ca 2a. — 10 de $Cl^2$ 1a′. |
| 22. | $SnCl^4$ | | 58 = | $6d_1/110$ | +0,1 | 11×10; 22 de Sn 2a. — 10 de $Cl^2$ 1a′. |

*Molécules organiques.*

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 23. | $C^nH^{2n+2}$ | | 746 = | $59d_1/84$ | −0,3 | 6×7×2; 6 de $CH^2$ 1a. — 7 de $CH^3$ 1a. |
| 24. | $H^2CCl^2$ | | 30 = | $d_1/36$ | +0,5 | 9×4; 9 de $H^2C^-$ 2a. — 9 de $Cl^{2+}$ 1a′. |
| 25. | $HCCl^3$ | | 45 = | $3d_1/70$ | −0,5 | 5×7×2; 5 de HC 1a. — 5 de Cl 1a′; 7 de CH 2a. et Cl 1a. |

([2]) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1341 et 211, 1940, p. 245.

([3]) Je rappelle que les abréviations 1a., 1a′., *n*a., *n*a′. indiquent les nombres d'anneaux ou de sous-anneaux qui, comptés à partir de l'extérieur, ont leurs électrons activés et donc interviennent dans l'émission de la fréquence. La lettre a′. correspond au cas où un sous-anneau est activé.

Tableau XXIX. — *Molécules organiques* (suite).

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 26. | $CCl^4$ ...................... | ν | 30 = | $d_1/35$ | −0,4 | 5×7; 5 de Cl 1a′. et 7 de Cl 1a. |
| | | | | $d_1/36$ | +0,5 | 6×6; 6 de C 2a. |
| 27. | » ...................... | | 37 = | $3d_1/51$ | −0,5 | 17×3; 17 de Cl 3a. — 6 de C 2a. |
| 28. | » ...................... | | 45 = | $d_1/24$ | +0,7 | 6 de C 2a.; $= 3d_1/70 + 0,5$; 7 de Cl 1a. |
| 29. | » ...................... | | 58 = | $d_1/18$ | −1,0 | 6 de C 2a.; $= 3d_1/55 + 0,1$; 5 de Cl 1a′. |
| 30. | » ...................... | | 158 = | $d_1/20$ | −1,4 | 4×5; 4 de C 1a. — 5 de Cl 1a′. |
| 31. | $H^3COH$ .................. | | 50 = | $4d_1/85$ | +0,0 | 17×5; 17 de $CH^3O$ 2a. — 1 de H. |
| | | | 158 = | $4d_1/27$ | +0,6 | 9×3; 9 de $CH^3$ 2a. — 9 de OH 2a. |
| 32. | $H^3C.CH^2OH$ ............... | | 50 = | $d_1/21$ | −0,6 | 6×7; 6 de $CH^2$ 1a. et 7 de $CH^3$ et OH 1a. |
| | | | 158 = | $19d_1/128$ | +0,3 | 64×2; 8 de $CH^3$ 2a. et 9 de $CH^2$ et OH 2a. |
| 33. | $OHCH^2—CH.HO—CH^2.OH$. | | 42 = | $d_1/25$ | −0,5 | 25 de $HOCH^2.CH^-$. — 25 de $HO.CH^2.OH^+$. |
| 34. | $H^3C—CO—CH^3$ ........... | | 95 = | $3d_1/34$ | +0,2 | 17×2; 17 de $OCH^3$ 2a. |
| | | | = | $4d_1/45$ | +0,6 | 15×3; 15 de $H^3C.C$ 2a. |
| 35. | Benzène $C^6H^6$ ............. | ν | 12 = | $d_1/82$ | −0.9 | 41×2; 41 de $C^6H^5$ 2a. — 1 de H. |
| 36. | » .............. | | 17 = | $d_1/63$ | +0,1 | 21×3; 21 de $C^3H^3$ 2a. — 21 de $C^3H^3$ 2a. |
| 37. | » .............. | | 30 = | $d_1/35$ | −0,4 | 5×7; 5 de CH 1a. — 7 de CH 2a. |
| 38. | » .............. | | 37 = | $d_1/29$ | +0,4 | 29 de $C^6H^5$ 1a. — 1 de H. |
| 39. | » .............. | | 45 = | $d_1/24$ | +0,7 | 6×4; 6 de $CH^+$ 2a. et 8 de $CH^-$ 2a. |
| 40. | » .............. | | 68 = | $d_1/16$ | +1,6 | 16 de $C^6H^4$ 1a′. — 2 de $H^2$. |
| 41. | » .............. | | 72 = | $d_1/15$ | +1,2 | 15 de $C^3H^3$ 1a. — 15 de $C^3H^3$ 1a. |
| 42. | » .............. | | 116 = | $9d_1/82$ | −0,6 | 41×2; 41 de $C^6H^5$. — 1 de H. |
| 43. | » .............. | | 125 = | $2d_1/17$ | +0,8 | 17 de $C^6H^5$ 1a′. — 1 de H. |
| 44. | » .............. | | 150 = | $8d_1/57$ | +0,0 | 19×3; 19 de $C^4H^{4+}$ 1a. — 11 de $C^2H^{2-}$ 1a. |
| | | | = | $17d_1/121$ | +0,7 | 11×11; 11 de $C^2H^{2+}$ 1a−. — 19 de $C^4H^4$ 1a+. |
| 45. | » .............. | | 207 = | $8d_1/41$ | −0,3 | 41 de $C^6H^5$ 2a. — 1 de H. |
| 46. | » .............. | | 234 = | $9d_1/41$ | +0,8 | 41 de $C^6H^5$ 2a. — 1 de H. |
| 47. | » .............. | | 500 = | $8d_1/17$ | +0,0 | 17 de $C^6H^5$ 1a′. — 1 de H. |

**Cependant le tableau offre un point faible. La fréquence, qui est donnée sans partie décimale, est mesurée jusqu'ici avec une précision insuffisante pour la comparaison précise avec les sous-multiples de la constante universelle, mais le rapprochement des deux séries de nombres, dont on dispose actuellement est déjà fort intéressante. La petite fréquence publiée est, à de faibles différences près, une fraction simple de la constante, fraction qui est reliée aux électrons activés dans les parties de la molécule.**

**De nombreuses fréquences, comme il est annoncé, sont communes à des molécules différentes dans la liste des spectres Raman du livre (4). A noter la fréquence ν 746 émise par tous les hydrocarbures saturés (les deux premiers**

---

(4) Dans les 53 pages consacrées aux spectres Raman, j'ai compté environ 210 petites fréquences comprises entre ν 10 et ν 200. Or 25 molécules du livre émettent la fréquence ν 158 et 23 la fréquence ν 200. Si les suggestions exposées ci-dessus s'accordent bien avec les faits, chacune de ces 25 ou 23 molécules pourra être un catalyseur pour les autres molécules de son groupe. Par contre, les molécules $H^2$, $N^2$ et $O^2$ et aussi NO sont les seules à avoir les fréquences ν 82, 138 et 142.

hydrocarbures étant cependant exceptés); elle est égale à $59\ d_1/7 \times 6 \times 2$; 7 et 6 sont les nombres d'électrons activables dans les groupes d'atomes $CH^3$ 1 a. et $CH^2$ 1 a. dont la répétition forme ces hydrocarbures. La fréquence est du type $El_1 \times El_2$, spécial aux molécules dont les nombres $s'$ d'électrons activés sont premiers entre eux; mais le tableau et les publications antérieures montrent que cette dernière condition n'est pas nécessaire.

Le spectre infrarouge du benzène est riche en fréquences. Le 2ᵉ Livre de Kohlrausch en présente 50 dans le benzène liquide de $\nu 12$ à $\nu 1223$, 10 dans le benzène solide et 8 dans le benzène lourd $C^6D^6$, et il faut signaler aussi le grand spectre du benzène liquide relevé en 1936, de $\nu 484$ à $\nu 3913$, avec un appareil dispersif par le physicien hindou Ananthakrisnan, et enfin les quelques fréquences du benzène liquide analysées par moi en 1935. Or la plupart de ces fréquences sont attachées aux arrangements formés par les 6 CH, les 3 $C^2H^2$ et les 2 $C^3H^3$ et surtout par les déplacements faciles des atomes d'hydrogène $C^6H^n$—$(6-n)$H. L'arrangement avec le déplacement d'un seul atome d'hydrogène $C^6H^5$—H est de beaucoup le plus fréquent; les nombres $s'$ d'électrons activables de $C^6H^5$ étant 17, 29 et 41 [5].

Finalement nous ne connaissons pas toutes les propriétés de la matière, et il faut combler cette lacune le plus possible. Il faut étudier à fond toutes les propriétés des atomes et molécules, et, en particulier, leurs actions mutuelles souvent très subtiles, surtout dans les êtres vivants, et donc aussi leurs rayonnements.

Dans une prochaine Note, je reprendrai l'étude des types principaux d'arrangement des atomes et électrons pour l'émission des fréquences dans les molécules, et je rappelle qu'il serait très utile de publier les tables qui assurent l'analyse facile et rapide des fréquences moléculaires.

## ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **François Grandjean** est élu membre de la *Commission permanente des recherches scientifiques sur le grisou et les explosifs employés dans les mines*, en remplacement de M. *Émile Jouguet*, décédé.

---

(5) Avec le benzène, on peut se demander ce qui limite le nombre des fréquences de la molécule. On a pensé d'abord au nombre des atomes, mais l'influence est seulement partielle. Le nombre des fréquences doit être le nombre des groupes bien distincts d'électrons activables que comporte la molécule au moment de l'émission. Il est possible aussi que chaque groupe d'électrons activables subisse des variations intérieures, auquel cas la fréquence correspondante pourrait varier légèrement.

## PLIS CACHETÉS.

M. Marcel Jobelot demande l'ouverture d'un pli cacheté reçu dans la séance du 7 décembre 1942 et enregistré sous le n° 11.868.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient une Note intitulée *Notation simplifiée d'une racine carrée.*

(Renvoi à la Section d'Astronomie.)

## CORRESPONDANCE.

GÉOMÉTRIE. — *Sur le quadrilatère complet.* Note de M. Victor Thébault, transmise par M. Élie Cartan.

Soient $A'$, $B'$, $C'$ les points où la transversale $\Delta$ coupe les côtés BC, CA, AB d'un triangle $T \equiv ABC$; $O$, $O_a$, $O_b$, $O_c$ les centres des cercles circonscrits, $G$, $G_a$, $G_b$, $G_c$ les barycentres, $H$, $H_a$, $H_b$, $H_c$ les orthocentres des triangles $T$, $T_a \equiv AB'C'$, $T_b \equiv BC'A'$, $T_c \equiv CA'B'$.

1. Les extrémités des diamètres circonscrits aux triangles $T$, $T_a$, $T_b$, $T_c$ perpendiculaires respectivement à $\Delta$, BC, CA, AB sont $V$ et $V'$, $V_a$ et $V'_a$, $V_b$ et $V'_b$, $V_c$ et $V'_c$. Les points $(V, V_a, V_b, V_c)$ sont collinéaires, de même que les points $(V', V'_a, V'_b, V'_c)$ et les droites $\Delta_1$ et $\Delta'_1$ ainsi obtenues bissectent les angles (FA, FA'), (FB, FB'), (FC, FC') et se coupent à angle droit au foyer F de la parabole inscrite au quadrilatère $Q \equiv (\Delta, BC, CA, AB)$ (point de Miquel).

2. Si l'on considère les points $D$, $D_a$, $D_b$, $D_c$ qui partagent dans le même rapport arbitraire $k$ les distances $HG$, $H_aG_a$, $H_bG_b$, $H_cG_c$, les triangles $T_D \equiv A_DB_DC_D$, $T_{Da} \equiv A_{Da}B'_DC'_D$, ..., obtenus en menant par $(D, D_a, D_b, D_c)$, ... les parallèles à (BC, CA, AB), ..., sont symétriquement égaux aux triangles $T$, $T_a$, $T_b$, $T_c$, le centre commun $S_D$ de symétrie étant sur la droite $\delta$ de Newton de Q [1].

Lorsque $k = -3$, $D \equiv O$, $D_a \equiv O_a$, $D_b \equiv O_b$, $D_c \equiv O_c$ et les triangles $T_D$, ... deviennent $T_0 \equiv A_0B_0C_0$, .... En vertu de la symétrie des quadrilatères Q, $Q_0 \equiv (A_0B_0C_0, \Delta_0)$, les centres $O'$, $O'_a$, $O'_b$, $O'_c$ des cercles circonscrits aux triangles $T_0$, $A_0B'_0C'_0$, $B_0C'_0A'_0$, $C_0A'_0B'_0$ sont sur $\Delta$, BC, CA, AB et les quadrangles $OO_aO_bO_c$, $O'O'_aO'_bO'_c$ ont pour centre de symétrie un point $S_0$ sur $\delta$.

Mais les points $O'$, $O'_a$, $O'_b$, $O'_c$, $(O, O_a, O_b, O_c)$ coïncident avec les orthocentres des triangles $O_aO_bO_c$, $OO_bO_c$, $OO_cO_a$, $OO_aO_b$, $(O'_aO'_bO'_c, \ldots, O'O'_aO'_b)$,

---

[1] V. Thébault, *Mathesis*, 1937, p. 242.

de sorte que $S_0$ *coïncide avec le symétrique du centre* $\varphi$ *du cercle* $OO_aO_bO_c$, *par rapport au barycentre des sommets du quadrangle* $OO_aO_bO_c$.

Les droites FA′, FB′, FC′ coupent les côtés BC, CA, AB de T sous le même angle $\theta$. Les côtés homologues des triangles semblables ($T$, $O_aO_bO_c$), ($T$, $O'_aO'_bO'_c$) se coupent sous le même angle $90^\circ - \theta$ et leur rapport est égal à $2\sin\theta$.

$\varphi'$ étant le centre du cercle $O'O'_aO'_bO'_c$, $\varphi'$ et O, O et H sont des couples de points homologues dans les triangles T, $O'_aO'_bO'_c$, et

$$OH : 2O\varphi' = \sin\theta = \cos(90^\circ - \theta) = \cos(OH, O\varphi').$$

La médiatrice de OH, et par analogie celles de $O_aH_a$, $O_bH_b$, $O_cH_c$, passe donc au point $\varphi'$, c'est-à-dire au symétrique de $\varphi$ par rapport à $S_0$, ce qui justifie et précise le théorème de Hervey ([2]) :

*Dans les quatre triangles formés par quatre droites d'un plan, prises trois par trois, les perpendiculaires élevées au milieu de la distance du centre du cercle circonscrit à l'orthocentre passent par un même point.*

3. Si des perpendiculaires sont menées des sommets d'un triangle sur une droite quelconque, les perpendiculaires menées par leurs pieds sur les côtés opposés concourent en un point appelé *orthopôle* de la droite par rapport au triangle ([3]).

Soient P, $P_a$, $P_b$, $P_c$ les orthopôles des droites $\Delta_0$, $B_0C_0$, $C_0A_0$, $A_0B_0$ respectivement pour les triangles T, $T_a$, $T_b$, $T_c$; P′, $P'_a$, $P'_b$, $P'_c$ ceux des droites $\Delta$, BC, CA, AB pour les triangles $T_0$, $A_0B'_0C'_0$, $B_0C'_0A'_0$, $C_0A'_0B'_0$.

Théorème. — *Dans les quadrilatères complets* Q, $Q_0$, *les orthopôles* (P, $P_a$, $P_b$, $P_c$), (P′, $P'_a$, $P'_b$, $P'_c$), *les centres orthoptiques, les foyers des paraboles inscrites et les centres de perspective des quadrangles* $PP_aP_bP_c$ *et* $OO_aO_bO_c$, $PP'_aP'_bP'_c$ *et* $O'O'_aO'_bO'_c$, *sont seize points d'un même cercle* ($S_0$) *dont le centre* $S_0$ *coïncide avec le centre de symétrie.*

Précisons que ($S_0$) est le cercle du faisceau des cercles de Monge des coniques inscrites au quadrilatère Q passant par le foyer F de la parabole inscrite. Cette conique, dont le cercle de Monge est ($S_0$), est tangente aussi aux droites $\Delta_1$, $\Delta'_1$. Les huit points du cercle ($S_0$), associés à Q, sont diamétralement opposés à ceux de $Q_0$ sur ce cercle et le centre de perspective des quadrangles semblables $OO_aO_bO_c$, $PP_aP_bP_c$ coïncide avec le second point d'intersection F′ des cercles ($S_0$) et ($\varphi$).

*N. B.* ([4]). — Les parallèles aux symétriques des côtés du quadrilatère Q, par rapport à l'axe ($p$) de la parabole inscrite, menées par O, $O_a$, $O_b$, $O_c$, se coupent en un point K de ($p$) sur le cercle ($\varphi$). Les parallèles aux symétriques des côtés de Q, par rapport à ($p$), menées par P, $P_a$, $P_b$, $P_c$, concourent en un

([2]) *Educational Times*, Reprints, 1891, p. 37.

([3]) L'étude de ce point a donné lieu à de nombreux travaux intéressants.

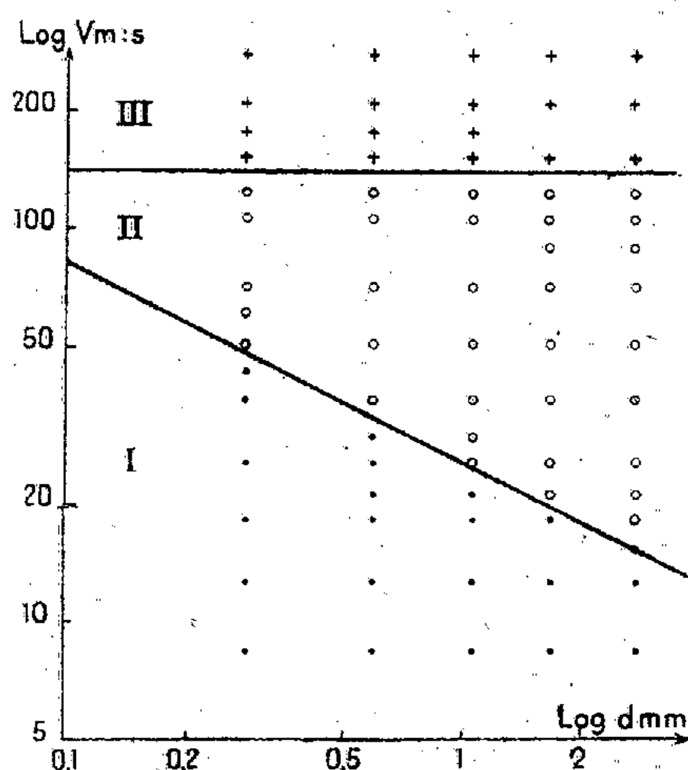
([4]) Ces remarques nous ont été communiquées par M. R. Bouvaist.

point K′ de $(p)$ sur le cercle $(S_0)$. Si S est le sommet de la parabole inscrite, $\gamma$ la projection du barycentre des six sommets de Q sur $(p)$, on a

$$\overline{SK} + \overline{SK'} = 6\overline{S\gamma}.$$

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur une théorie de la pulvérisation des jets liquides.* Note de M. **Guy Littaye**, présentée par M. Henri Villat.

Lorsqu'un jet liquide de faible vitesse se trouve placé dans un courant gazeux de vitesse V croissante, la résolution en gouttes passe par trois régimes principaux successifs. Pour les faibles valeurs de V, en particulier pour V = o, le diamètre D des gouttes obtenues est supérieur au diamètre $d$ du jet ([1]) : c'est le régime de guttation. A partir d'une valeur bien déterminée $V_1$ de la vitesse, apparaissent en grand nombre des gouttes notablement plus fines : c'est le régime de pulvérisation ([2]). Enfin, à partir d'une nouvelle valeur $V_2$, on cesse de pouvoir distinguer les gouttes dans le jet; celui-ci se transforme en un




brouillard de gouttes microscopiques : c'est le régime d'atomisation pneumatique.

R. Siestrunck, essayant d'expliquer la pulvérisation, montre qu'une goutte de diamètre D placée dans un vent de vitesse V est soumise de la part de ce dernier à un effet de sillage qui tend à la faire éclater ([3]). Tant que les modifi-

---

([1]) *Thèse*, Paris 1942. Le jet se scinde alors en tronçons de longueur sensiblement égale à 4,5 $d$ quels que soient les phénomènes dont il se trouve être le siège. Le diamètre des gouttes est donc égal en moyenne à 1,89 $d$.

([2]) R. Siestrunck, *Comptes rendus*, **216**, 1942, p. 404.

([3]) Il considère aussi un effet de centrifugation et obtient, entre D et V, une relation sensiblement différente de (1). Le premier effet est en réalité prépondérant pour des gouttes de diamètre inférieur à quelques millimètres, comme le montrent les valeurs fournies par l'étude de la turbulence des souffleries et comme le vérifient les résultats expérimentaux exposés plus loin.

cations locales de pression causées par cet effet sont assez faibles, elles peuvent être compensées par des variations locales de courbure de la surface de la goutte. Il n'en est plus de même lorsque ces modifications deviennent trop importantes, disons lorsque $\Delta p$ dépasse $\alpha.4\mathrm{T}:\mathrm{D}$, $\alpha$ étant un coefficient que l'expérience doit déterminer et T la tension superficielle du liquide. La goutte éclate alors. La relation

$$\frac{1}{2}c\rho \mathrm{V}^2 = \alpha \frac{4\mathrm{T}}{\mathrm{D}}, \qquad (1)$$

où $\rho$ est la masse spécifique de l'air, montre que la vitesse $V_1$ est inversement proportionnelle au diamètre du jet.

L'explication proposée par R. Siestrunck pour la pulvérisation peut s'étendre à l'atomisation; il suffit d'admettre que ce dernier régime est atteint lorsque les plus grosses gouttes ont un diamètre inférieur à une limite fixe $\delta$. La vitesse $V_2$ doit être indépendante du diamètre du jet.

Nous avons cherché à vérifier la théorie précédente en utilisant le dispositif expérimental décrit par R. Siestrunck, avec l'eau et cinq ajutages différents. Les résultats obtenus sont représentés, en coordonnées logarithmiques, par le graphique ci-dessus. Ils vérifient bien la théorie précédente.

En extrapolant les résultats ci-dessus, nous voyons qu'un jet de diamètre de $0^{cm},0034$ passerait directement du régime de guttation au régime d'atomisation. Les plus grosses gouttes auraient alors un diamètre de $65^{\mu}$, en bon accord avec les valeurs fournies par d'autres auteurs ([4]).

Les résultats précédents mettent en évidence une différence très nette entre l'atomisation pneumatique et l'injection solide ([5]); ceci pourrait provenir d'une différence dans le mécanisme même de l'atomisation dans les deux cas.

HYDRAULIQUE. — *Sur le transport hydraulique des matières pulvérulentes dans les canalisations.* Note ([1]) de M. **Joseph Veyrier**, présentée par M. Albert Caquot.

Les fluides liquides ou gazeux peuvent transporter des corps solides plus denses qu'eux, en particules plus ou moins ténues, par la convection mécanique.

Ce phénomène, qui joue un rôle essentiel dans les faits géologiques, est aujourd'hui utilisé par l'industrie sur une grande échelle.

---

([4]) D'après Sauter, le diamètre moyen des gouttes serait compris entre 10 et $20^{\mu}$ (*Zeits. des Ver. Deutscher Ing.*, 3 nov. 1928, p. 1572).

([5]) D'après von Ohnesorge, la vitesse au seuil d'atomisation serait, en injection solide, inversement proportionnelle à la puissance 0,6 du diamètre du jet (*Zeits. für Ang. Math. und Mech.*, 16, 1936, p. 186).

([1]) Séance du 31 mai 1943.

Les données essentielles ont été récemment exposées par Durepaire à propos des dragages de la Basse-Loire (*Annales des Ponts et Chaussées*, 1938).

Une suspension d'un solide pulvérulent dans un liquide ne reste stable que quand sont réalisées une vitesse et une turbulence suffisantes de l'écoulement pour les particules d'un solide définies par la granulométrie, la densité et la forme des grains.

Il en résulte réciproquement la rupture de la suspension et le dépôt des grains lors d'un arrêt accidentel de l'écoulement du fluide, et par ce dépôt l'obstruction des canalisations.

Pour éviter ce défaut, il suffit qu'en cas d'arrêt la décantation dépose sur la partie inférieure de la canalisation les matériaux solides. Ce dépôt n'occupe alors qu'une faible partie de la section transversale. S'il n'y a pas mouvement longitudinal du solide, le fluide trouvera disponible au démarrage la plus grande partie de la section libre, et son écoulement dans cette zone supérieure reformera la suspension dès que la vitesse de régime correspondante sera atteinte.

Des expériences multiples sur de longues canalisations en verre nous ont montré qu'il faut que les canalisations soient posées avec une pente inférieure à celle du talus d'éboulement des particules solides, soit d'environ deux tiers. Ce fait essentiel n'avait pas encore été signalé.

Par exemple, pour remonter le minerai d'une mine profonde, il suffirait de disposer sur le cuvelage d'un puits un serpentin ayant une pente correspondante, ainsi serait évitée toute obstruction par arrêt accidentel du courant d'eau qui remonterait au jour les produits de l'extraction.

Ces expériences nous ont montré que la vitesse d'entraînement sur le fond est très voisine de la vitesse de décantation; ces deux vitesses correspondent à la formule donnée par M. Caquot dans sa Communication du 27 octobre 1941.

Pour assurer la suspension dans les conditions des canalisations habituelles, celles-ci doivent être parcourues par une vitesse de l'ordre du décuple des précédentes.

L'expérience sur modèle permet de déterminer dans chaque cas, d'une façon précise, cette vitesse de suspension caractéristique de chaque produit pulvérulent dans une canalisation donnée.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les processus stochastiques stationnaires analytiques*. Note [1] de M. **Jean Ville**, transmise par M. Émile Borel.

I. Soit $X(t)$ une fonction aléatoire de la variable (certaine) $t$, et telle que

$$(1)\quad \begin{aligned} &F(t_1, t_2, \ldots, t_n; x_1, x_2, \ldots, x_n; h) \\ &\quad = \Pr\{X(t_1+h) < x_1,\ X(t_2+h) < x_2,\ \ldots,\ X(t_n+h) < x_n\}, \end{aligned}$$

[1] Séance du 12 juillet 1943.

ne dépende pas de $h$. Il s'agit donc, d'après Khintchine (*Mathem. Ann.*, 1934, p. 109), d'un *processus stochastique stationnaire*. On peut introduire pour l'étude d'un tel processus la *fonction de corrélation*

$$r(h) = \mathfrak{M}[Y(t+h)\,Y(t)], \tag{2}$$

où

$$Y(t) = Z(t) : \sqrt{\mathfrak{M}\,Z^2(t)}, \qquad Z(t) = X(t) - \mathfrak{M}\,X(t).$$

Il est connu que $r(h)$ est une fonction caractéristique.

Le but de cette Note est de donner quelques résultats relatifs au cas *où* $r(h)$ *est une fonction analytique* au voisinage de $h = 0$ [$r(h)$ étant paire, est alors une fonction analytique de $h^2$]. Nous disons alors que le processus est *analytique*.

II. Nous avons pu montrer que si le processus est stationnaire analytique, $X(t)$ est *dérivable en probabilité*, c'est-à-dire qu'il existe une fonction aléatoire $X'(t)$ telle que

$$\lim_{h \to \infty} \Pr\left\{\left|\frac{X(t+h) - X(t)}{h} - X'(t)\right| < \varepsilon\right\} \to 1, \tag{3}$$

quel que soit $\varepsilon$ (pour $t$ restant fixe).

Nous avons montré de plus que $X'(t)$ représente un processus aléatoire analytique, la fonction $r_1(h)$ correspondante n'étant autre que $r''(h) : r''(0)$. On en conclut immédiatement que $X(t)$ est *indéfiniment dérivable en probabilité* (²).

III. Nous avons montré également que

$$\lim_{n \to \infty} \Pr\left\{\left|X(t+h) - \sum_{m=0}^{n} \frac{h^m}{m!} X^{(m)}(t)\right| < \varepsilon\right\} = 1, \tag{4}$$

où $X^{(m)}(t)$ représente la dérivée $m^{\text{ième}}$ en probabilité de $X(t)$, ce que l'on peut exprimer en disant que $X(t)$ est *développable (en probabilité) en série de Taylor*.

IV. Dans le cas particulier où la fonction F du paragraphe I est une loi de Laplace-Gauss, et où $r(h) = e^{-h^2}$, les conclusions des paragraphes II et III peuvent être précisées : $X(t)$ est *indéfiniment dérivable* et *développable en série de Taylor, presque certainement* (³). $X(t)$ est alors une fonction entière

$$X(t) = A_0 + A_1 t + A_2 t^2 + \ldots + A_m t^m + \ldots, \tag{5}$$

les $A_i$ formant une suite de variables aléatoires liées, obéissant à une loi de

(²) Les résultats de ce paragraphe concordent avec ceux de E. Slutsky : *Alcuni proposizioni sulla teoria degli funzioni aleatorie* (*Giorn. d. Ist. Ital. d. Attuari*, 8, II, Aprile 1937, p. 183).

(³) M. Fréchet, *Généralités sur les probabilités; variables aléatoires*, p. 215 (Premier livre du fascicule 3 du Tome I du *Traité du Calcul des probabilités et de ses applications*, publié par M. Emile Borel, Paris).

Laplace-Gauss; la dérivée $n^{\text{ième}}$ est une fonction de même nature, mais au lieu de $e^{-h^2}$, la fonction de corrélation est, à une constante près, $e^{-h^2}H_{2n}(h)$, où $H_{2n}$ est le $2n^{\text{ième}}$ polynome d'Hermite.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la représentation d'interactions neutron-proton s'exerçant par l'intermédiaire de la particule de spin* 2. Note de M. **Gérard Petiau**.

Nous considérons le neutron-proton représenté par les fonctions d'onde $\psi_i$ $(i=1, 2, 3, 4)$ solutions de l'équation de Dirac

$$\frac{h}{2\pi i}\partial_t\psi_i = c\left[\sum_p \frac{h}{2\pi i}\partial_p\alpha_p - m_0 c\alpha_4\right]\psi_i = H_D\psi_i.$$

La particule de spin 2 sera représentée par les fonctions d'ondes $\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}$ $(i_1, i_2, i_3, i_4 = 1, 2, 3, 4)$ complètement symétriques par rapport aux indices $i_1, i_2, i_3, i_4$, solutions du système

$$\frac{h}{2\pi i}\partial_t\frac{1}{4}\left[\sum_{r=1}^{4}\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}$$
$$= c\left[\sum_p \frac{h}{2\pi i}\partial_p\frac{1}{4}\left(\sum_r \alpha_4^1\ldots\alpha_p^r\ldots\alpha_4^4\right) - m_0 c\alpha_4^1\ldots\alpha_4^4\right]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4} = \mathcal{H}\Phi.$$

Le proton-neutron sera caractérisé par les densités de valeurs moyennes correspondant aux opérateurs tensoriels $u^\alpha$, $u^{\alpha\beta}$, $t_{\alpha,\beta}$, $t_{\alpha\beta,\gamma}$, $t_{\alpha\beta,\gamma\delta}$, $\omega$ définis par

$$u^\alpha = g^{\alpha\beta}u_\beta : u^0 = -u_0 = \alpha_0 = 1; \qquad u^p = u_p = \alpha_p. \qquad \omega = \alpha_4,$$
$$u^{0p} = -u_{0p} = i\alpha_p\alpha_4, \qquad u^{pq} = u_{pq} = i\alpha_p\alpha_q\alpha_4,$$
$$t_{\alpha,\beta} = u_\beta\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\alpha} - \underset{\rightarrow}{\partial_\alpha}\right] + u_\alpha\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\beta} - \underset{\rightarrow}{\partial_\beta}\right]; \qquad t_{\alpha\beta,\gamma} = u_{\alpha\beta}\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\gamma} - \underset{\rightarrow}{\partial_\gamma}\right] + u_\gamma\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\alpha}\underset{\rightarrow}{\partial_\beta} - \underset{\leftarrow}{\partial_\beta}\underset{\rightarrow}{\partial_\alpha}\right],$$
$$t_{\alpha\beta,\gamma\delta} = u_{\alpha\beta}\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\gamma}\underset{\rightarrow}{\partial_\delta} - \underset{\leftarrow}{\partial_\delta}\underset{\rightarrow}{\partial_\gamma}\right] + u_{\gamma\delta}\left[\underset{\leftarrow}{\partial_\alpha}\underset{\rightarrow}{\partial_\beta} - \underset{\leftarrow}{\partial_\beta}\underset{\rightarrow}{\partial_\alpha}\right],$$

les densités de valeurs moyennes U, T se déduisant de ces opérateurs en posant

$$U = \psi^* u\psi, \qquad T = \psi^* t\psi.$$

Nous définirons de même pour le corpuscule de spin 2 des opérateurs tensoriels

$$b^{\alpha,\beta} = \frac{1}{12}\sum_{r,s,t,u}(-1)^{r+s}u_r^\alpha u_s^\beta\omega_t\omega_u;$$
$$b^{\alpha\beta,\gamma} = \frac{1}{12}\sum_{r,s,t,u}(-1)^{r+s}u_r^{\alpha\beta}u_s^\gamma\omega_t\omega_u;$$
$$b^{\alpha\beta,\gamma\delta} = \frac{1}{12}\sum_{r,s,t,u}(-1)^{r+s}u_r^{\alpha\beta}u_s^{\gamma\delta}\omega_t\omega_u;$$
$$b_{(1)}^{[\alpha,\beta],\gamma} = \frac{1}{24}\sum_{\substack{r,s,t,u\\ r<s}}(-1)^{r+s+t}(u_r^\alpha u_s^\beta - u_r^\beta u_s^\alpha)u_t^\gamma\omega_u;$$
$$b_{(1)}^{[\alpha,\beta],\gamma\delta} = \frac{1}{24}\sum_{\substack{r,s,t,u\\ r<s}}(-1)^{r+s+t}[u_r^\alpha u_s^\beta - u_r^\beta u_s^\alpha]u_t^{\gamma\delta}\omega_u;$$
$$b_{(2)}^{[\alpha,\beta],(\gamma,\delta)} = \frac{1}{24}\sum_{r<s,\, t<u}[u_r^\alpha u_s^\beta - u_r^\beta u_s^\alpha][u_t^\gamma - u\, u^{\delta\varrho}u_u^\gamma].$$

L'équation d'ondes du système proton-neutron + particule de spin 2 s'écrira

$$\frac{h}{2\pi i}\partial_t \frac{1}{4}\left[\sum_1^4{}_r \alpha_4^1 \ldots \alpha_0^r \ldots \alpha_4^4\right]\chi_{i,i_1,i_2,i_3,i_4} = \left\{ \mathrm{H_D}\frac{1}{4}\left[\sum_r \alpha_4^1 \ldots \alpha_0^r \ldots \alpha_4^4\right] + \mathcal{H} + \mathrm{H}_1 \right\}\chi_{i,i_1,i_2,i_3,i_4}$$

en posant

$$\mathrm{H}_1 = [\, l t_{\alpha,\beta} b^{\alpha,\beta} + t_{\alpha\beta,\gamma}[m b^{\alpha\beta,\gamma} + m_1 b_{(1)}^{[\alpha,\beta],\gamma}] + t_{\alpha\beta,\gamma\delta}[n b^{\alpha\beta,\gamma\delta} + n_1 b_{(1)}^{[\alpha,\beta],\gamma\delta} + n_2 b_{(2)}^{[\alpha,\beta],[\gamma,\delta]}]\,\delta(\vec{\mathrm{R}} - \vec{r}),$$

$l$, $m$, $n$, $m_1$, $n_1$, $n_2$ étant des constantes.

Si nous considérons pour la particule de spin 2 des états d'annihilation représentés par la fonction d'onde

$$\Phi^0_{i_1,i_2,i_3,i_4} = \mathrm{K}(\alpha_4 \mathrm{R}')_{i_1,i_2}(\alpha_4 \mathrm{R}')_{i_3,i_4}; \qquad \Phi^{0*} = \mathrm{K}(\mathrm{R}'\alpha_4)_{i_2,i_1}(\mathrm{R}'\alpha_4)_{i_4,i_3},$$

$\mathrm{R}'$ étant défini par $\mathrm{R}'^{+} = \mathrm{R}'$, $\mathrm{R}'\alpha_p \mathrm{R}'^{-1} = \alpha_p^{+}$, $\mathrm{R}'\alpha_4 \mathrm{R}'^{-1} = -\alpha_4^{+}$, les transitions entre un état de mouvement et un état d'annihilation donnent, pour les opérateurs $b$, les grandeurs tensorielles

$$\Phi^{0*} b^{\alpha,\beta}\Phi = \frac{2}{3}\Phi^{\alpha,\beta}; \qquad \Phi_0^{*} b^{\alpha\beta,\gamma}\Phi = \frac{2}{3}\Phi^{\alpha\beta,\gamma}; \qquad \Phi_0^{*} b^{\alpha\beta,\gamma\delta}\Phi = \frac{2}{3}\Phi^{\alpha\beta,\gamma\delta},$$

$$\Phi^{0*} b_{(1)}^{[\alpha,\beta],\gamma}\Phi = \frac{1}{3}\Phi^{\alpha\beta,\gamma}; \qquad \Phi^{0*} b_{(1)}^{[\alpha,\beta],\gamma\delta}\Phi = \frac{1}{3}\Phi^{\alpha\beta,\gamma\delta}; \qquad \Phi^{0*} b_{(2)}^{[\alpha,\beta],[\gamma,\delta]}\Phi = \frac{1}{3}\Phi^{\alpha\beta,\gamma\delta}.$$

Une transition d'absorption dans le système sera alors caractérisée par le symbole $(l, m) \rightarrow (0, m')$, la particule de spin 2 passant d'un état d'onde plane caractérisé par le vecteur de propagation $\vec{k}_l$ à l'état d'annihilation et le proton-neutron d'un état $m$ à un état $m'$, et l'élément correspondant de la matrice $\mathrm{H}_1$ s'écrira

$$(\mathrm{H}_1)_{0m',lm} = \int_{\mathrm{V}} \frac{1}{3}\left\{ 2l\left[\mathrm{T}_{\alpha\beta}(\vec{r})\right]_{m'm}\Phi_{\vec{k}_l}^{\alpha,\beta}(\vec{r}) + [2m + m_1]\left[\mathrm{T}_{\alpha\beta,\gamma}(\vec{r})\right]_{m'm}\Phi_{\vec{k}_l}^{\alpha\beta,\gamma}(r) + [2n + n_1 + n_2]\left[\mathrm{T}_{\alpha\beta,\gamma\delta}(r)\right]_{m'm}\Phi_{\vec{k}_l}^{\alpha\beta,\gamma\delta}(\vec{r}) \right\} d\vec{r}.$$

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Propagation curviligne de l'énergie électromagnétique dans un continuum riemannien.* Note de M. **Pierre Dive**, transmise par M. Ernest Esclangon.

Considérons, dans un continuum riemannien $ds^2 = g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha\,dx^\beta$, un champ électromagnétique oscillant $\mathrm{H}_{\alpha\beta}$, de haute fréquence $\nu$. Nous allons donner quelques relations simples (nouvelles, semble-t-il), régissant, dans ce continuum, la disposition et la grandeur, sur les surfaces équiphases $\mathcal{F} = \text{const.}$, des champs électrique et magnétique $\vec{\mathrm{E}}$ et $\vec{\mathrm{H}}$, la progression de ces surfaces et la propagation de l'énergie.

Nous partons des équations de Maxwell-Minkowsky sous leur forme

tensorielle

(1) $\partial_\alpha H_{\beta\gamma} + \partial_\beta H_{\gamma\alpha} + \partial_\gamma H_{\alpha\beta} = 0$
(2) $\partial_\beta \mathcal{H}^{\alpha\beta} = 0$ $\quad (\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3, 4;\ x^4 = ict)$,

où $\mathcal{H}^{\alpha\beta} = \sqrt{g} H^{\alpha\beta}$, $g$ désignant le discriminant $[g_{\alpha\beta}]$ de la forme $g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta$.

En posant

(3) $$H_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta}\, e^{i2\pi\nu\mathcal{F}},$$

où $h_{\alpha\beta}$ est de variation négligeable devant celle du facteur exponentiel, on tire de (1) et (2), en ne conservant que les termes qui présentent $\nu$ en facteur (approximation de l'optique géométrique),

(4) $$H^{\beta\gamma} N^\alpha + H^{\gamma\alpha} N^\beta + H^{\alpha\beta} N^\gamma = 0,$$
(5) $$H_{\alpha\beta} N^\beta = 0;$$

où $N^\beta = g^{\alpha\beta} N_\alpha$ et $N_\alpha = \partial_\alpha \mathcal{F}$ $(\alpha = 1, 2, 3, 4)$.

Exprimons $N_4 = -ic^{-1}\, \partial\mathcal{F}/\partial t$ en fonction de la vitesse normale $V_n$ de progression de la surface équiphase $\mathcal{F} = \text{const.}$; désignons par $\vec{n}$ le vecteur spatial unité normal à $\mathcal{F} = \text{const.}$; par $\vec{E}^*$, le *champ électrique contravariant* $(E^x = iH^{14} \ldots)$; par $\vec{H}^*$, le *champ magnétique contravariant* $(H^x = H^{23} \ldots)$; on déduit de (4) et (5)

(6) $$\vec{E} \wedge \vec{n} = -\frac{V_n}{c} \vec{H},$$

(7) $$\vec{H}^* \wedge \vec{n} = \frac{V_n}{c} \vec{E}^*;$$

d'où l'on tire immédiatement $\vec{n}.\vec{H} = 0$, $\vec{H}.\vec{E} = 0$, $\vec{n}.\vec{E}^* = 0$, $\vec{H}^*.\vec{E}^* = 0$. Il vient donc, entre $V_n$ et les grandeurs E, H, E*, H* des champs,

(8) $$\boxed{V_n = c\frac{E}{H}\sin\theta = c\frac{H^*}{E^*}\sin\varphi,}$$

où $\theta$ et $\varphi$ sont les angles que font $\vec{E}$ et $\vec{H}^*$ avec $\vec{n}$.

*Les relations* (8) *donnent la loi de progression des surfaces équiphases dans le cas général d'une propagation anisotrope* ([1]).

Soit d'autre part $T_\alpha^\beta$ le tenseur d'énergie électromagnétique

(9) $$4\pi k T_\alpha^\beta = H_{\alpha\lambda} H^{\lambda\beta} + \tfrac{1}{4} g_\alpha^\beta H^{\gamma\delta} H_{\gamma\delta}.$$

En multipliant (4) par $H_{\alpha\beta}$ et en tenant compte de (5), on voit que $H_{\alpha\beta} H^{\alpha\beta} = 0$ : *le carré de la valeur absolue d'un champ oscillant de haute fréquence est nul.*

---

([1]) On sait que, dans le cas classique d'un continuum euclidien, on a, en coordonnées cartésiennes normales, $E = E^* = H = H^*$, $\theta = 90°$, $V_n = c$.

De sorte qu'on a simplement

$$4\pi k T_\alpha^\beta = H_{\alpha\lambda} H^{\lambda\beta}. \tag{10}$$

Multiplions (5) par $H^{\gamma\alpha}$, on obtient

$$T_\gamma^\beta N_\beta = 0. \tag{11}$$

Au degré d'approximation de l'optique géométrique, cette relation exprime le principe fondamental de conservation

$$\mathcal{D}_\beta T_\alpha^\beta \simeq \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_\beta (\sqrt{g} T_\alpha^\beta) = 0; \tag{12}$$

Multiplions (4) par $H_{4\gamma}$, on trouve $T_4^\alpha N^\beta - T_4^\beta N^\alpha = 0$, d'où, au moyen de (11),

$$\boxed{\frac{T_4^1}{N^1} = \frac{T_4^2}{N^2} = \frac{T_4^3}{N^3} = \frac{T_4^4}{N^4}.} \tag{13}$$

Or, (12) montre que le vecteur spatial

$$\vec{P} = \frac{\sqrt{g}}{4\pi k} (\vec{E} \wedge \vec{H}^*), \tag{14}$$

de composantes $P^l = i\sqrt{g} T_4^l$ ($l = 1, 2, 3$), et le scalaire

$$W = \frac{\sqrt{g}}{4\pi k} (\vec{E}.\vec{E}), \tag{15}$$

peuvent définir le *courant d'énergie* et la *densité d'énergie* du rayonnement.

D'autre part, on démontre (²) que les lignes du champ de vecteurs $N^\alpha$ sont des géodésiques de longueur nulle du $ds^2$ donné. *Les rayons de lumière sont donc confondus, d'après* (13), *avec les lignes de courant d'énergie.* C'est l'extension du théorème de Poynting aux continua riemanniens.

Les relations établies sont encore vraies sur le front d'un champ électromagnétique quelconque.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur le rayonnement β de l'actinium.* Note de M. **Marcel Lecoin** et M<sup></sup>lle **Marguerite Perey**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La découverte de AcK (¹), émetteur β, dont la limite supérieure du spectre est de 1200 ekV, et la probabilité maxima d'émission de 265 ekV (²), a remis en question la valeur de la limite supérieure du spectre β de Ac que Hull, Latimer et Libby avaient indiquée comme étant 220 ekV (³).

(²) Von Laue, *La théorie de la Relativité*, II, p. 160.

(¹) M<sup></sup>lle M. Perey, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 97.

(²) M<sup></sup>lle M. Perey et M. Lecoin, *J. Phys.*, 10, 1939, p. 439.

(³) Hull, Libby et Latimer, *J. Am. Chem. Soc.*, 57, 1935, p. 1649.

Nous avons repris cette étude en nous servant de l'appareil Wilson à basse pression construit à l'Institut du Radium par M. F. Joliot (4).

L'actinium utilisé pour ces expériences était un produit de lanthane actinifère très riche en actinium : $5^{cg}$ d'oxyde de lanthane contenant 0,4 millicurie d'actinium.

Pour chaque expérience les dérivés à vie longue RAc et AcX étaient éliminés suivant une méthode déjà indiquée (5). Une partie du lanthane actinifère ainsi purifié était étendue en couche mince (inférieure à 1 mg/cm) et introduit dans une chambre d'ionisation totale. La courbe d'accroissement du courant d'ionisation permettait de s'assurer de la pureté initiale du produit et, par extrapolation à l'origine des temps (fin de purification), de déterminer le rapport d'embranchement $Ac \xrightarrow{\alpha} AcK$, soit 1,2 %.

Une autre partie de la préparation d'actinium était étendue en couche mince sur une languette de cellophane; l'épaisseur de l'enduit était négligeable, inférieure à 0,1 mg/cm².

La mesure du courant d'ionisation produit par cette languette dans une chambre à ionisation totale permettait, en se reportant aux courbes d'accroissement établies avec la première portion, de déterminer le nombre d'atomes d'actinium présents sur la source. Cette languette de cellophane était ensuite introduite à l'intérieur de la chambre de Wilson.

Lorsque les détentes ont été effectuées à la pression ordinaire, on constate que le nombre de rayons $\beta$, d'énergie supérieure à 50 ekV (rayons dont le parcours est supérieur à $4^{cm}$), est égal au nombre de rayons $\alpha$ dus à la transition $Ac \rightarrow AcK$. Le nombre de rayons $\beta$ d'énergie inférieure à 50 ekV était environ 4 fois plus élevé.

Avec une pression initiale de $20^{cm}$ de Hg, les rayons $\beta$ d'énergie supérieure à 100 ekV ne sont plus visibles. On observe sur 200 clichés un grand nombre de rayons $\beta$ mous dont l'énergie peut être appréciée par la mesure de leur parcours. La statistique de ces rayons montre que, sur 1150 rayons, 240 ont un parcours supérieur à $4^{cm}$, soit une énergie supérieure à 20 ekV; 650 ont un parcours compris entre 2 et $4^{cm}$, soit une énergie comprise entre 10 et 20 ekV; 240 un parcours inférieur à $2^{cm}$, soit une énergie inférieure à 10 ekV. Parmi ces derniers rayons, il faut noter que plus de 200 ont un parcours compris entre 1 et $2^{cm}$. Nous n'avons aperçu que très peu de rayons de parcours inférieur.

Pour savoir à quel nombre de désintégrations d'atomes d'actinium ces rayons correspondent, il faut déterminer le temps d'efficacité de la chambre pour les rayons $\beta$ qui, à cette pression, est différent du temps d'efficacité pour les rayons $\alpha$. Il peut être déterminé directement en comptant le nombre de

(4) F. Joliot, *J. Phys.*, 5, 1934, p. 216.

(5) Mlle Perey, *J. Phys.*, 10, 1939, p. 435.

rayons $\alpha$ présentant des rayons $\delta$ nets, puisque l'on connaît, par les mesures d'ionisation, le nombre de rayons $\alpha$ que cette source émet par seconde. Le temps d'efficacité est de 4,5/1000 de seconde et le temps d'observation total de $200 \times 4,5/1000$ sec. Pendant ce temps il y a eu émission de 1150 rayons $\beta$, alors qu'il se désintégrait 14000 atomes d'Ac. Il y a donc émission d'un rayon $\beta$ par 12 atomes d'actinium désintégrés. On peut donc admettre l'hypothèse que les rayons $\beta$ mis en évidence sont d'origine secondaire et correspondraient à la conversion interne, dans le niveau L, d'un rayonnement $\gamma$, d'énergie comprise entre 30 et 40 ekV.

En ce qui concerne l'existence du spectre continu $\beta$ de désintégration de l'actinium, il est difficile d'espérer un résultat certain par cette méthode. Il existe, en effet, une zone de perturbation de $1^{cm}$ environ autour du support de source, dans laquelle il est difficile de voir les trajectoires $\beta$. Une série de clichés faits à la pression initiale de $5^{cm}$ n'a cependant pas montré une augmentation du nombre de rayons de parcours inférieur à $2^{cm}$. Il semble donc probable que le rayonnement $\beta$ primaire de l'actinium a une énergie inférieure à 5 ekV.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la simultanéité de l'émission de deux électrons de conversion au cours de la transition isomérique* $^{80}Br^* \rightarrow {}^{80}Br$. Note de M. **André Berthelot**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Nous avons montré (¹) que la transition isomérique de $^{80}Br$ consistait en l'émission successive de deux quanta de 49 et 37 keV, dont nous avons donné les coefficients de conversion interne. Nous avons montré que la première de ces émissions était celle qui déterminait la période de la transition. On peut calculer la période de la seconde émission, sachant que'lle est dipolaire magnétique, et on la trouve de l'ordre de $10^{-8}$ seconde. Il doit donc être possible de mettre en évidence, à l'aide de compteurs en coïncidence, la simultanéité des deux émissions. C'est ce que nous avons fait en utilisant l'appareil déjà décrit (²). Le mode opératoire est le même que celui qui nous a servi à la détermination de la courbe d'absorption du rayonnement de conversion (³). La seule différence consiste en ce qu'on associe en coïncidence deux compteurs situés de part et d'autre de la source : A et C d'une part, B et D d'autre part. La courbe d'absorption du produit de période 4,5 heures (*fig.* 1), obtenue de cette manière, est rapportée à un rayon traversant l'écran de référence. En faisant la décomposition de la courbe en raies, nous trouvons pour intensités de celles-ci

$$B = 0,033; \quad C = 0,20; \quad D = 0,13; \quad E = 0,235,$$

(¹) *Comptes rendus,* 217, 1943, p. 44.
(²) *Ibid.,* 216, 1943, p. 806.
(³) *Ibid.,* 216, 1943, p. 886.

alors que pour la courbe d'absorption normale nous avions trouvé

$$B = 0,14; \quad C = 1,06; \quad D = 0,39; \quad E = 0,83.$$

Le quotient de ces deux quantités représente la probabilité pour qu'un rayon de la raie considérée donne une coïncidence avec un rayon émis de

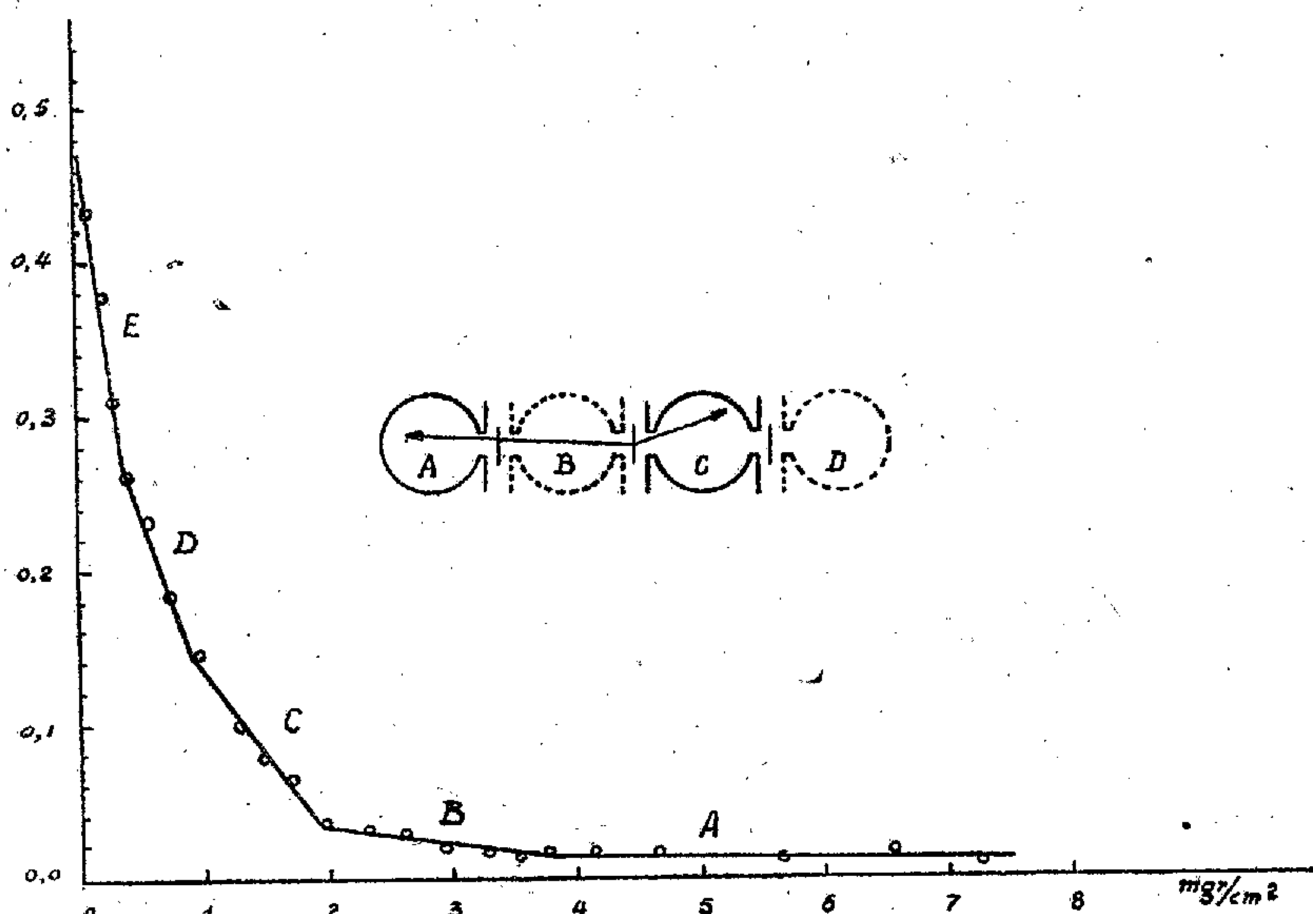



Fig. 1.

l'autre côté de la source. Le problème se trouve compliqué ici par le fait que les électrons Auger donnent des coïncidences avec les électrons de conversion K auxquels ils doivent leur production. Cependant, comme nous connaissons les coefficients de conversion de chaque quantum, la probabilité d'un effet Auger et les angles solides utiles de chaque compteur, nous pouvons calculer *a priori* la probabilité que possède un rayon déterminé de donner lieu à coïncidence, à condition de postuler l'indépendance de toutes les probabilités en cause et l'indépendance des directions d'émission. Ce calcul a été fait en supposant soit l'émission non simultanée de deux quanta, soit leur émission simultanée (c'est-à-dire séparée par une durée inférieure au temps de résolution de l'amplificateur à coïncidences $2,3.10^{-6}$ sec.); on obtient ainsi

| | B. | C. | D. | E. |
|---|---|---|---|---|
| Émission non simultanée | 0 | 0,08 | 0,09 | 0,16 |
| » simultanée | 0,10 | 0,19 | 0,28 | 0,33 |
| Valeur expérimentale | 0,23 | 0,19 | 0,33 | 0,28 |

*Il est clair que les valeurs expérimentales permettent de conclure en faveur de l'émission simultanée.* Les écarts ne dépassent pas les erreurs permises. En particulier, pour la raie B, les mesures sont très imprécises en raison de la faible

intensité et de la grande importance relative présentée par les corrections (coïncidences fortuites, $^{82}$Br).

Une mesure analogue effectuée sur $^{82}$Br a conduit à la courbe de la figure 2.

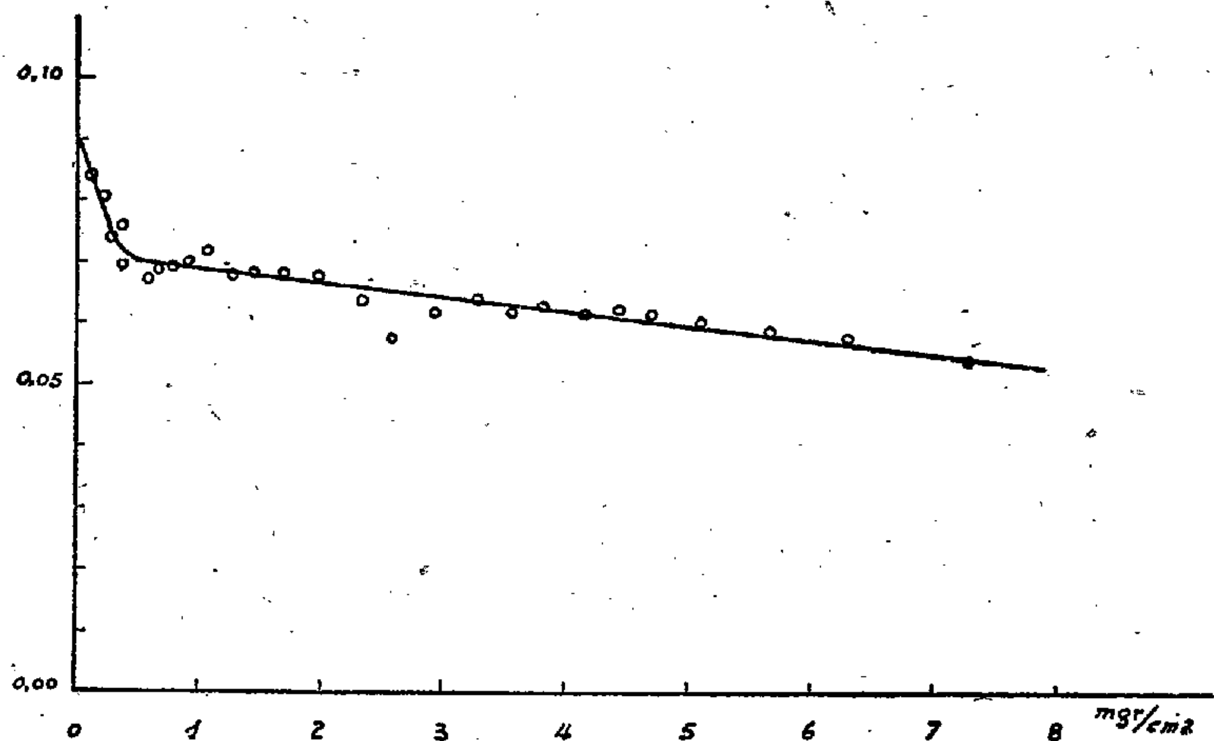



Fig. 2.

On n'y retrouve pas les raies de conversion de $^{82}$Br, ce qui indique que celles-ci ne donnent pas de coïncidences si ce n'est avec les électrons Auger, dont la présence est manifeste. Les coïncidences enregistrées sont vraisemblablement du type β γ, étant donné le nombre élevé de rayons γ accompagnant la désintégration β de $^{82}$Br. L'absence de coïncidences entre les rayons β et les raies de conversion en indique la non-simultanéité, ce qui pourrait s'interpréter en invoquant un cas d'isomérie soit de $^{82}$Br (à période assez courte pour avoir toujours l'équilibre de régime), soit de $^{82}$Kr :



$$^{82}\mathrm{Br}^{*} \xrightarrow{(e)} {}^{82}\mathrm{Br} \xrightarrow{\beta} {}^{82}\mathrm{Kr} \quad \text{ou} \quad {}^{82}\mathrm{Br} \xrightarrow{\beta} {}^{82}\mathrm{Kr}^{*} \xrightarrow{(e)} {}^{82}\mathrm{Kr}.$$

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'excitation du sulfure de zinc luminescent.* Note de M. **Maurice Curie**, présentée par M. Frédéric Joliot.

N. Riehl (¹) a émis l'hypothèse que l'excitation du Zn S(Cu) ne se produit pas directement sur les centres luminogènes à base Cu, mais sur un atome quelconque de Zn (ou de S) du réseau Zn S, cette excitation étant ensuite transférée au centre luminogène.

N. Riehl s'appuie principalement sur le fait que l'on peut préparer du Zn S très fortement luminescent sans addition de métal étranger et dans des conditions d'extrême pureté. Un autre argument invoqué est que, lors de l'excitation de Zn S(Cu) par les rayons α, environ 8 % de l'énergie cinétique

(¹) *Ann. Physik*, 29, 1937, p. 640. Voir aussi *Luminescence*, Publication de la *Faraday Society*, 1938, p. 135.

d'une particule α seraient convertis en lumière ([2]); or une particule α rencontre peu de centres luminogènes à base Cu dans son trajet dans le réseau. Il faut noter ici que le mode d'excitation par les particules α est très différent de la photo-excitation.

Mais il semble, en contre-partie, que la bande fondamentale d'absorption du Zn S pur ne descende pas en dessous de 3350 Å, alors que l'excitation de la luminescence a son maximum vers 3600 Å; ces mesures d'absorption sont d'ailleurs délicates sur ces produits pulvérulents ([3]).

J'ai mesuré les *brillances* des luminescences de diverses substances, en particulier de Zn S, sous un *faisceau excitateur constant*; il ne s'agit donc pas de mesures de rendements de luminescence rapportés à l'énergie absorbée, rendements d'ailleurs toujours très élevés. Ces déterminations de brillance sont favorables à une hypothèse du genre de celle de Riehl.

Les mesures étaient faites au moyen d'un brillancemètre à contraste, tenant compte de la courbe de sensibilité de l'œil pour les faibles brillances et de la répartition spectrale de l'énergie. L'excitation était obtenue par le groupe de raies $0^{\mu},36$ du mercure, assurant une bonne luminescence des substances utilisées; l'intensité de cette lumière excitatrice était faible, afin d'éviter une diminution appréciable de l'excitation liée à l'établissement de la phosphorescence durable. On opérait en couche d'environ $2^{mm}$ d'épaisseur, toutes les substances étant amenées par double tamisage à la même grosseur moyenne de grains. L'emploi d'une cellule photoélctrique fut rejetée, par suite de la difficulté d'éliminer la lumière excitatrice diffusée.

| Substance luminescente. | Brillance relative (nombre relatif de quanta/mol/g). |
|---|---|
| Nitrate d'urane | 1 |
| Sulfate d'urane | 0,78 |
| Sulfate d'urane et de K | 1,36 |
| Zn S(Cu) (Guntz) | 0,20 (*a*) |
| | $0,19.10^4$ (*b*) |
| Zn S pur (Riehl) | 0,21 |
| Anthracène | 0,71 |
| Bichlorhydrate de quinine | 1,55 |

(*a*) Rapporté à 1 mol/g de Zn S; (*b*) rapporté à 1 at/g de Cu.

*Le faisceau excitateur étant toujours le même, les brillances observées sont proportionnelles aux sections efficaces des centres d'absorption.*

Pour le Zn S (Cu), si l'on suppose l'excitation directe des centres luminogènes à base Cu, il faut admettre une section efficace environ 2000 fois plus grande pour ces centres que pour le groupement $UO^2$ du nitrate; tandis que, si l'on suppose l'excitation par transfert d'énrgie après absorption par une

([2]) P. M. Woolf et N. Riehl, *Ann. Physik*, 2, 1931, p. 108.

([3]) *Luminescence*, 1938, p. 99.

atome de Zn, la section efficace serait environ le 1/5 de celle de $UO^2$ du nitrate.

Pour le *Zn* S sans luminogène étranger, le Zn S Riehl donne sensiblement la même valeur 1/5. L'émission proviendrait, selon Riehl, d'un transfert d'énergie à certains atomes de Zn anormalement placés dans le réseau.

Pour les autres sels d'urane, l'anthracène, le bichlorhydrate de quinine, les sections efficaces sont du même ordre de grandeur que pour le nitrate d'urane.

Ces résultats sont donc, dans leur ensemble, nettement favorables à une hypothèse du genre de celle de Riehl, absorption d'excitation du Zn S indifféremment par tous les atomes de Zn, ou tout au moins par ceux d'une large région du réseau perturbée par la présence du centre luminogène, qui est généralement un complexe; l'absorption de ces atomes serait ainsi prolongée au delà de 3350 Å.

Mais ceci ne saurait convenir pour l'*émission de phosphorescence de longue durée*, qui est due aux bandes sélectives d'excitation *d* de Lenard. Ces bandes ***d*** sont étroites, n'apparaissent qu'en présence de l'impureté luminogène. Il y a maximum d'effet photoélectrique pour ces bandes. Le mécanisme est certainement plus compliqué. J'ai proposé, il y a une dizaine d'années ([4]), un mécanisme par transfert d'activation : lors de l'absorption $d_4$ certaines molécules du réseau (proches de l'impureté) sont amenées dans un état excité. Il y a alors transfert d'activation sur un centre déjà perturbé antérieurement par l'absorption d'un autre quantum; ceci permet à l'électron de luminescence, utilisant les bandes de conductibilité, de s'éloigner du centre luminogène, donnant l'effet photoélectrique et favorisant l'émission de longue durée.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude du système brome-bromure de bore.*
Note de M. **Jean Cueilleron**, présentée par M. Paul Lebeau.

Espérant mettre en évidence l'existence d'un composé du brome et du bore autre que le bromure de bore $BBr^3$, dans lequel la valence du bore aurait été 4 ou 5, nous avons entrepris l'examen cryoscopique du système brome-bromure de bore.

Nous avons utilisé au cours de cette étude du brome bidistillé et du bromure de bore que nous avons préparé par action du brome sur le bore à 700° et purifié par distillation fractionnée; la pureté du produit étant contrôlée spectrographiquement. Le point d'ébullition de notre bromure est 91°,3 ± 0°,5 sous 759$^{mm}$ de mercure, ce qui semble concorder avec le chiffre donné par Stock et Kuss : 90°,1 sous 740$^{mm}$,3 de mercure ([1]), mais est légèrement supérieur aux chiffres indiqués antérieurement compris entre 90° et 90°,6 ([2]).

([4]) *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1566.

([1]) *Ber. d. chem. Ges.*, 47, 1914, p. 3114.

([2]) Wöhler et Deville, *Ann. Chim. Phys.*, 3e série, 52, 1858, p. 89; Gauthier, *Comptes rendus*, 129, 1899, p. 679; Michaëlis et Richter, *Lieb. Ann.*, 315, 1901, p. 29; Gustavson, *Ann. Chim. Phys.*, 5e série, 2, 1874, p. 206; von Bartal, *Lieb. Ann.*, 345, 1906, p. 340.

Pour éviter, lors des mesures cryoscopiques, l'hydrolyse du bromure de bore par l'humidité atmosphérique, nous introduisons dans un tube de $2^{cm}$ de diamètre et de $25^{cm}$ de long, bouchant à l'émeri, et contenant un thermomètre à alcool, des poids de brome et de bromure de bore mesurés approximativement au trébuchet, puis déterminés exactement par pesées du tube. Ce tube n'est ouvert que pendant le temps strictement nécessaire à son remplissage effectué au moyen d'un entonnoir dont la tubulure arrive à $3^{cm}$ du fond. De plus le mélange de brome et de bromure, environ $20^{g}$, n'est utilisé que pour la détermination d'un seul point de la courbe; à chaque point correspond la mise en œuvre de nouvelles quantités de brome et de bromure.

Une première série de mesures faites pour déterminer l'allure générale de la courbe nous a donné les résultats suivants :

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $BBr^3$ %. | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 |
| T°C.... | −9,3 | −14 | −18,9 | −23,9 | −30,3 | −38,9 | −47,6 | −59,6 | −53,5 |

Pour déterminer le liquidus avec plus d'exactitude, nous avons entrepris une seconde série de mesures faites avec le plus de précision possible. Nous avons obtenu les nombres ci-dessous :

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $Br^3$ %.... | 6,5 | 16,2 | 25 | 34 | 45,2 | 54,2 | 60,5 | 64,5 |
| T°C..... | −8,8 | −13,3 | −17,1 | −21,8 | −27,2 | −33,7 | −38,9 | −41,5 |
| $BBr^3$ %.. | 70 | 77 | 80 | 82,5 | 85 | 91 | 95 | |
| T°C..... | −47,6 | −55,8 | −60,1 | −59,1 | −57 | −53 | −50,7 | |

De plus nous avons trouvé comme point de solidification du brome et du bromure de bore les valeurs

Br....... −5,7, $BBr^3$....... −47,5,

alors que Stock et Kuss ont indiqué comme point de solidification de $BBr^3$ — 42,6, puis — 46,0 (³).

Nous avons enfin déterminé le solidus au voisinage de l'eutectique pour les points suivants :

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $BBr^3$ %............. | 71 | 79 | 87,5 | 90,5 |
| T°C............... | −60,2 | −60,4 | −60,4 | −58,2 |

Les résultats précédents donnent un graphique très régulier et montrent qu'il n'existe pas, aux températures considérées, entre le brome et le bore d'autre combinaison que $BBr^3$, et que le brome et le bromure de bore forment un eutectique contenant 80 % de $BBr^3$ et 20 % de Br et fondant à —60,4.

Il est intéressant de comparer ces chiffres avec ceux qui ont déjà été obtenus sur le système chlore-chlorure de bore : formation d'un eutectique fondant à —135,4 ± 0,3, contenant 65,5 de $BCl^3$ et 34,5 % de Cl.

(³) *Ber. d. chem. Ges.*, (¹); 34, 1901, p. 950; 56, 1923, p. 1466.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la nature de l'isomérie des trois formes colorées en lumière visible des benzaurines et des phtaléines. Possibilités de métamorphoses de leurs dérivés.* Note de M^me **Pauline Ramart-Lucas**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'étude des spectres d'absorption des benzaurines et des phtaléines a permis de découvrir ([1]) que ces substances peuvent, en milieu neutre, prendre trois formes colorées en lumière visible, transformables les unes en les autres réversiblement (soient A, B, B′ ces formes). Après avoir insisté sur le fait que les formules classiques sont impuissantes à rendre compte des différences de structure qui doivent correspondre à la différence de leurs absorptions, j'ai examiné les hypothèses que l'on peut faire pour expliquer l'apparition de ces formes, leur structure et par suite la nature de leur isomérie.

L'étude du comportement spectral des corps qui se trouvent sous la forme A, a conduit à leur attribuer les formules quinoïdes par lesquelles on représente ordinairement les colorants hydroxylés du triphénylméthane ([2]).

Pour expliquer l'apparition des formes B et B′ ainsi que leurs propriétés spectrales, on pouvait supposer soit la formation d'un groupe de nature quinhydronique intramoléculaire entre les noyaux quinonique et phénolique, soit le fait que les distributions angulaires (ou les distances respectives) des électrons de valence du carbone central ne sont pas les mêmes pour chacune des trois formes, soit encore une superposition des deux phénomènes.

Dans la première hypothèse, si l'on transforme ou si l'on supprime l'une des fonctions qui entrent dans la constitution du groupe quinhydronique intramoléculaire, on doit, du même coup, modifier ou supprimer les possibilités d'existence de B et de B′. Observons que l'élimination de la fonction phénol ou sa transformation en éther oxyde n'entraîne pas nécessairement la suppression du groupe quinhydronique puisque la benzoquinone donne des quinhydrones non seulement avec les phénols et leurs éthers oxydes, mais aussi avec des carbures aromatiques. Cependant, comme de telles combinaisons ont des stabilités différentes suivant la nature des substituants présents, la transformation ou la suppression de l'OH phénolique doit avoir pour conséquence un changement dans la stabilité de B et de B′, et dans leurs absorptions.

Si, selon la seconde hypothèse, l'apparition des deux formes est seulement liée à un dispositif particulier des orbites électroniques du carbone central, de telle sorte que ce carbone constitue le chromophore principal de la molécule, il était à penser que tous les changements que l'on peut faire subir aux noyaux aromatiques (introduction de substituants, transformation de la nature des noyaux etc.) ne doivent provoquer que des variations dans la stabilité des

---

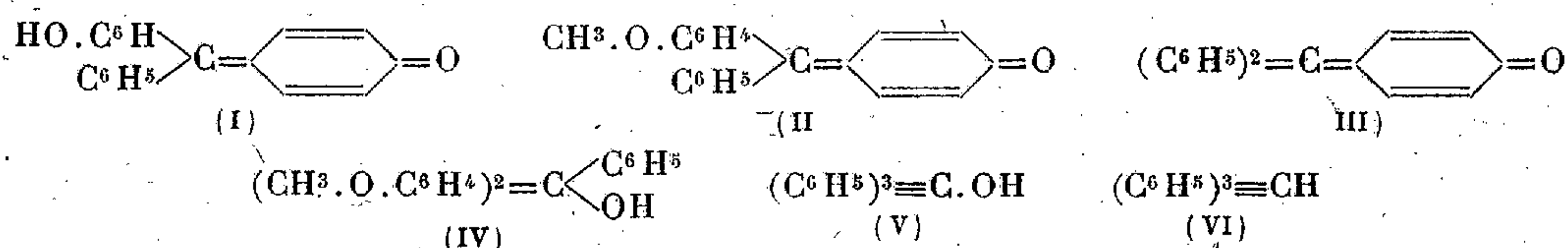
([1]) M^me Pauline Ramart-Lucas, *Comptes rendus*, 208, 1939, pp. 1094 et 1312.

([2]) M^me Pauline Ramart-Lucas, *ibid.*, 217, 1943, p. 24.

diverses formes et dans la position de leurs bandes d'absorption, sans que l'allure générale de ces bandes se trouve modifiée de façon importante.

Afin de soumettre ces diverses conceptions au contrôle expérimental, il convenait de chercher quels sont les groupes d'atomes dont la présence est indispensable à l'existence de B et de B', en précisant les possibilités d'isomérisation des molécules dans lesquelles les chromophores, qui sont présents, ont été soit modifiés, soit supprimés, et de définir le rôle du solvant.

J'ai, à cette fin, étudié par l'analyse spectrale les possibilités de métamorphoses : 1° des éthers oxydes d'hydroxyfuchsones (seule la fonction phénol est modifiée); 2° des fuchsones (ces corps ne contiennent aucune fonction autre que celles qui entrent dans la constitution du groupe quinonique); 3° des éthers-oxydes des hydroxytriarylcarbinols (qui ne possèdent ni groupe quinonique ni fonction phénol libre); 4° des triarylcarbinols (molécules dans lesquelles seul le carbone central possède un hydroxyle); 5° du triphénylméthane qui ne contient aucune fonction. C'est ainsi que, pour ce qui concerne la benzaurine, le comportement spectral de ce composé a été comparé à ceux des corps (II), (III), (IV), (V) et (VI) :




Les principales observations faites au cours de l'étude d'un très grand nombre de substances peuvent être ainsi résumées :

Les éthers-oxydes des hydroxyfuchsones, dont le terme le plus simple est (II), possèdent les mêmes possibilités de métamorphoses que les dérivés hydroxylés dont ils dérivent, c'est-à-dire qu'ils peuvent prendre les trois formes A, B, B'. Toutefois si, d'une solution neutre d'une hydroxyfuchsone qui se trouve en équilibre soit sous les formes A et B, soit encore sous les formes A et B', on passe à la solution, dans le même solvant, de son éther, on constate que l'équilibre est fortement déplacé en faveur de A. Si l'on acidifie légèrement le milieu, l'équilibre se déplace le plus souvent en faveur de B'.

En milieu neutre les fuchsones sont seulement sous la forme A, et en présence d'acides sous la forme B'.

Enfin les combinaisons (IV), (V) et (VI) et leurs dérivés existent sous une forme incolore et sous la forme B'.

En définitive, pour toutes les séries étudiées, la forme B n'apparaît que si la molécule possède, en dehors d'un noyau quinonique, une fonction phénol ou éther oxyde phénolique. La forme B' peut exister, dans certaines conditions de milieu, pour toutes les substances (I), (II), (III), (IV), (V), (VI) et leurs dérivés.

L'ensemble des résultats obtenus au cours de ces recherches conduit à

penser que les deux formes A et B d'une substance sont des tautomères dans lesquels les orbites électroniques du carbone central sont différents. De même la forme B′ peut être considérée comme la forme tautomère colorée des triarylcarbinols incolores; la différence d'absorption entre les deux formes d'un même carbinol peut également être attribuée à une différence dans le dispositif électronique du carbone central.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Nouvel exemple de vaisseaux en marge de l'évolution vasculaire normale.* Note de Mlle **Madeleine Fourcroy**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Depuis plusieurs années, je cherche à préciser les relations qui existent entre les racines et leurs radicelles. J'ai signalé la présence, au voisinage des insertions radicellaires, de vaisseaux qui sont en marge de l'évolution vasculaire classique. Leur nombre et surtout leur position sont variables. A cause de cela, j'ai insisté (1) sur la nécessité qu'il y avait à les observer avant que leur lignification ne soit réalisée. La présente Note confirme cette remarque.

Dans une racine de Lupin blanc particulièrement riche en radicelles, j'ai observé un faisceau radiculaire alterne présentant localement l'aspect inattendu d'une pince de homard (2). A cette occasion j'ai fourni le schéma d'une coupe faite à 3cm,5 du collet; sur sa gauche, la coupe axiale d'une radicelle révèle, outre le faisceau radiculaire altéré, la présence de six vaisseaux en voie de formation : deux d'entre eux font partie du raccord radicellaire et, surtout sur le schéma, semblent combler la solution de continuité parenchymateuse, typique de ces niveaux chez le Lupin.

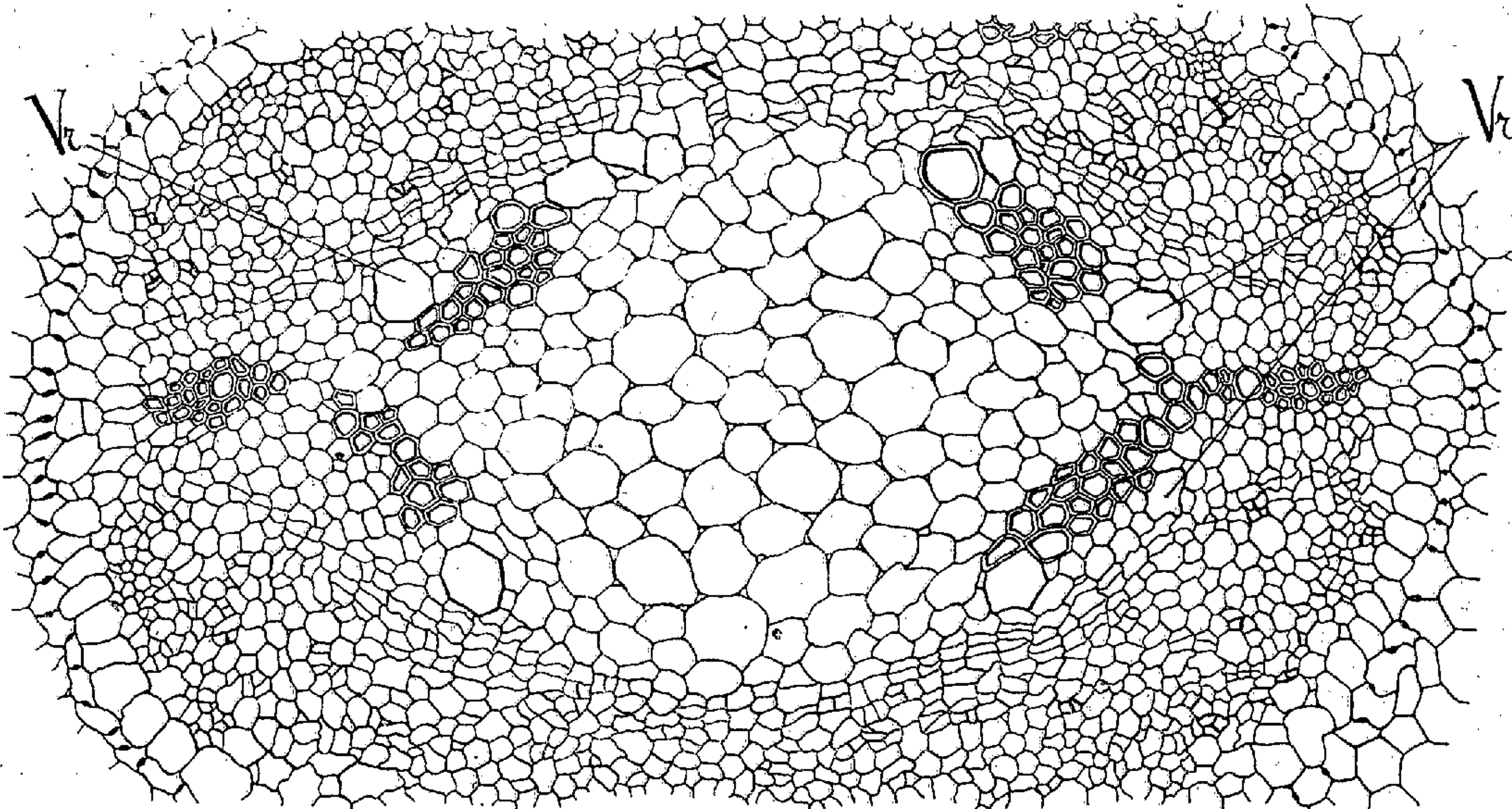
Je donne ici la figure de détail d'une coupe légèrement supérieure à celle du schéma. A gauche, comme je l'avais affirmé (*loc. cit.*), les vaisseaux alternes de la racine sont normaux. La proximité de la radicelle est témoignée par une cloison péricyclique, l'allongement des tronçons générateurs vers l'extérieur de la stèle et la différenciation concomitante des tubes criblés et des vaisseaux tel V*r*. Ce vaisseau récent, contemporain de ceux qui prolongent les ailes (trois à gauche, un à droite) du faisceau vasculaire, occupe la position *aberrente* que j'ai eu l'occasion de signaler et que j'ai observée avec une extrême fréquence.

A droite le faisceau vasculaire possède, lui aussi, quatre vaisseaux contemporains en voie de différenciation : deux d'entre eux prolongent ses ailes; des deux autres, que je désigne également par V*r*, celui de droite mérite une attention spéciale. Au cours de sa différenciation basipète, il emprunte les cellules restées parenchymateuses sous l'influence de l'accélération basifuge et

(1) *Ann. Sc. Nat. bot.*, 11e série, 3, 1942, p. 189.

(2) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 48.

qui, sans elle, auraient fourni des vaisseaux intermédiaires tangentiels. Au moment où nous le saisissons, aucune hésitation n'est possible : le convergent possède des vaisseaux de la troisième phase superposée centrifuge de son évo-



lution; le vaisseau récent appartient donc à cette troisième phase. Il est même presque certainement d'origine secondaire (trois files radiales sont en concordance avec trois de ses côtés externes). Mais, quelques jours plus tard, il aurait été lignifié; son calibre aurait diminué sensiblement, et, étant donnée sa place et l'absence d'éléments vasculaires plus internes que lui, un lecteur inattentif aurait pu en faire un vaisseau intermédiaire. Il n'en est rien. Ce vaisseau *est tardivement surajouté* au faisceau, et passe, quelques millimètres plus bas, dans le raccord indirect d'une radicelle.

De cette observation découlent deux conclusions : 1° la *place* d'un élément ne compte que secondairement dans l'attribution de la phase à laquelle il appartient; ce qui prime tout, c'est *le sens de sa différenciation*; 2° la constitution du faisceau est hétérogène; il n'y a pas de continuité horizontale dans le développement basipète des vaisseaux contemporains; leur juxtaposition ordonnée est fréquente, elle n'est pas obligatoire : *une solution de continuité est susceptible de se combler tardivement.*

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la constitution de la sécrétion mucilagineuse de* Closterium acerosum *Schrank* (*Desmidiée.*) Note de MM. **Robert Lami**, **Jean Portier** et **Maurice Serpette**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Au cours de recherches concernant la multiplication de Desmidiées cultivées sur milieu gélosé, nous avons eu l'occasion d'étudier la sécrétion mucilagineuse

d'une de ces algues, *Closterium acerosum* Schrank, dans ses rapports avec les déplacements de l'algue. Réservant la description ultérieure des pistes circulaires permanentes que produit cette sécrétion à la surface de la gélose et le mécanisme de leur formation, il nous paraît intéressant de préciser, dès maintenant, la morphologie et la constitution chimique de cette sécrétion.

Les auteurs sont unanimes à constater que la plupart des Conjugales, particulièrement les Desmidiées, s'entourent d'une gaine mucilagineuse. Les figures de Klebs et de Schrœder sont très suggestives à cet égard. Tantôt ces gaines recouvrent toute la cellule et paraissent d'autant plus épaisses que le mouvement de translation de l'algue est plus lent (*Cosmarium botrytis*, *Pleurotænium*) et sont également très épaisses chez les Desmidiées planctoniques, tantôt elles sont principalement sécrétées par les extrémités de la cellule (certains *Closterium*) sous forme de cordonnets plus ou moins consistants.

Deux groupes sont à distinguer selon que cette sécrétion est uni- ou bipolaire. Une sécrétion unipolaire a été d'abord signalée par Nægeli chez *Cosmarium Ungerianum* Arch., puis par Klebs chez des *Euastrum*. Nous l'avons observée constante chez *Closterium acerosum*; durant la progression de la cellule, son extrémité jeune sécrète un filament formant un cordonnet noueux, et non étiré ainsi que le représente Klebs. Ce filament, qui persiste longtemps, constitue, à la surface de la gélose, la piste de l'algue.

L'emploi combiné du silhouettage à l'encre de Chine et de la coloration au rouge de ruthénium nous a permis d'étudier la structure de ce filament. Cette technique met en évidence un cylindre mucilagineux externe demeurant incolore et renfermant un filament central assez mince qui fixe électivement le rouge de ruthénium. Ce filament ne se colorant ni par les réactifs iodés de la cellulose, ni par ceux de la callose, est de nature pectique. A fort grossissement il apparaît comme dense, hyalin et toruleux; son diamètre varie de 5 à $10^{\mu}$. En contact direct avec l'extrémité sécrétrice de la cellule, il offre une allure régulièrement sinusoïdale, conséquence du mouvement oscillatoire régulier de l'algue sur sa trajectoire. Le cylindre externe, large, régulier, est une formation mucilagineuse moins dense, prolongement de la gaine mucilagineuse entourant l'algue. Il ne se colore pas par le rouge de ruthénium, mais montre nettement, quoique faiblement, les principales réactions des substances cellulosiques. La gaine extérieure du *Closterium* étudié et le cylindre externe qui la prolonge seraient donc constitués par un mucilage cellulosique fortement hydraté.

Klebs a décrit des filaments semblables, mais la structure fibrillaire ou lamelleuse qu'il leur attribue ne nous paraît être qu'un artefact de fixation, sauf, peut-être, chez certains *Staurastrum* ou *Cosmarium* à membrane lisse. L'opinion de Schrœder, qui fait du filament interne une contraction de la gaine mucilagineuse, nous semble aussi erronée, non seulement à cause de la

différence de réaction au rouge de ruthénium, mais aussi parce que l'examen vital et sans coloration du cordonnet permet de distinguer nettement les deux filaments concentriques.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Différenciation des pyrophosphatases et des phosphomonoestérases alcalines.* Note de MM. **Jean Roche** et **Nguyen van Thoai** et Mlle **Jacqueline Durand**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les actions pyrophosphatasique et phosphomonoestérasique présentent, dans leur résistance aux ions $H^+$ et à la chaleur et dans leur entraînement par adsorption, des différences telles que l'on considère les pyrophosphatases et les phosphomonoestérases comme des enzymes distincts. Toutefois les faits peuvent traduire aussi bien l'existence dans ces systèmes enzymatiques d'apoenzymes divers porteurs des mêmes « groupements actifs », que la présence de coactivateurs particuliers nécessaires à la fixation de ces derniers à un support colloïdal commun. Or de récents travaux tendent à faire jouer à certains cations, dont quelques-uns ($Mg^{++}$, $Mn^{++}$, $Fe^{++}$, $Co^{++}$, $Ni^{++}$, $Cd^{++}$) exerceraient sur les deux phosphatases alcalines du foie des effets analogues (Bamann et Heumüller), le rôle de « groupements actifs » (Bamann et Heumüller, Cloetens, Massard et Dufait). Ayant, dans un travail antérieur, caractérisé les trois pyrophosphatases isodynames (pH optimum 3,8; 5,0 et 8,0) par la diversité de l'action de $Ca^{++}$, $Mg^{++}$, $Mn^{++}$, $Fe^{++}$ et $Zn^{++}$ à leur égard, nous avons cherché à différencier les pyrophosphatases et les phosphomonoestérases alcalines des organes animaux à l'aide des mêmes ions, après avoir éliminé, aussi rigoureusement que possible des préparations, les impuretés métalliques au moyen de formateurs de complexes.

Pour cela nous avons étudié l'influence d'ions métalliques ($Ca^{++}$, $Mg^{++}$, $Mn^{++}$, $Fe^{++}$, $Zn^{++}$) sur les activités pyrophosphatasique et β-glycérophosphatasique d'extraits de foie, de rein et d'intestin dialysés pendant trois jours à pH 7,4 contre des solutions M/1000 de diéthyldithiocarbamate de sodium ou d'αα'-dipyridyl, puis pendant trois jours contre de l'eau ou contre des solutions M/1 000 000 de sels de calcium (acétate) de magnésium, de manganèse ($Mn_{II}$), de fer ($Fe_{II}$) ou de zinc (sulfates). Les expériences, poursuivies à pH 9,2 (action phosphomonoestérasique) et 8,4 (action pyrophosphatasique) et à 37°, ont donné les résultats suivants :

I. La dialyse contre des formateurs de complexe active les phosphomonoestérases du rein et de l'intestin et, à un degré beaucoup moindre, les pyrophosphatases de ces organes. Après la même opération ou après dialyse des enzymes hépatiques contre de l'eau pendant deux jours, les ions $Ca^{++}$, $Mg^{++}$ et $Mn^{++}$ activent les phosphomonoestérases notablement plus que les pyrophosphatases du foie, du rein et de l'intestin. Ces faits tendent à montrer que les deux types d'enzymes se distinguent par leur degré de saturation en

cations et, si l'on admet que l'énergie requise par l'hydrolyse de leurs substrats est liée à une certaine somme de charges, celle-ci apparaît comme atteinte pour un taux de cations moins élevé dans le cas des pyrophosphatases [1].

II. Dans les mêmes conditions, $Fe^{++}$ et $Zn^{++}$ sont activateurs des pyrophosphatases et inhibiteurs des phosphomonoestérases étudiées. Toutefois, dans le cas particulier de la phosphomonoestérase hépatique, l'activation par $Fe^{++}$ ne peut être observée que sur des préparations dont le temps de dialyse ne dépasse pas 48 heures, et il est probable que des produits d'autolyse jouent alors le rôle de coactivateurs, comme tel est le cas lors de l'action de l'alanine en présence de $Zn^{++}$ sur la phosphomonoestérase intestinale (Hove, Elvehjem et Hart) et lors de l'action de la cystéine en présence de $Fe^{++}$ sur la pyrophosphatase hépatique (Roche, Nguyen van Thoai et Milhau).

Certains cations, entre autres $Ca^{++}$, activateurs de préparations soigneusement dialysées, sont inhibiteurs en présence d'autres cations activateurs, tels que $Mg^{++}$ et $Mn^{++}$, dont ils neutralisent les effets. De même $Zn^{++}$ est susceptible de supprimer l'activation par $Mg^{++}$ ou $Mn^{++}$ à concentration cent fois moindre. Tout se passe alors comme si l'ion inhibiteur présentait pour l'enzyme une affinité plus grande que celle de l'ion *évincé*. Aussi n'y a-t-il pas lieu, en l'état actuel de nos connaissances, de faire jouer à un ion métallique particulier le rôle de constituant ou d'activateur spécifique d'une phosphatase déterminée, comme l'ont récemment envisagé divers auteurs (Albers, Cloetens, Hove, Elvehjem et Hart), et, par ailleurs, on peut penser que la fonction des coactivateurs est d'empêcher la concurrence entre les métaux en orientant les ions de ceux-ci vers des positions privilégiées de l'apoenzyme en dehors desquelles ils n'exercent pas d'activité catalytique.

III. Il ne semble pas exister de différence fondamentale entre la constitution des pyrophosphatases et celle des phosphomonoestérases alcalines. La diversité d'action de ces enzymes paraît relever à la fois : 1° d'une inégalité dans leur degré de saturation en métaux actifs, inégalité en relation avec l'énergie requise pour l'hydrolyse du substrat de chacun, et 2° de coactivateurs spécifiques.

La séance est levée à 15h35m.

L. B.

---

(1) Rappelons, à l'appui de cette manière de voir, que les gels des terres rares hydrolysent les glycérophosphates et les pyrophosphates, tandis que ceux d'aluminium, de zinc et de manganèse ne dédoublent que les pyrophosphates (Bamann).

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 2 AOUT 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Édouard Imbeaux**, Correspondant pour la Section d'Économie rurale, survenu à Hyères, le 25 juin 1943.

THÉORIE DES ENSEMBLES. — *Les permutations spéciales de la suite normale des entiers positifs.* Note de M. **Arnaud Denjoy**.

La suite *normale* (N) des entiers positifs est l'ensemble de ces nombres ordonnés dans le sens de la croissance. Toute autre ordination du même ensemble est une *permutation* de (N). Soient P une telle permutation, $e_n$ l'ensemble des entiers $1, 2, \ldots, n$ ordonné par P, $e'_n$ le même ensemble précédé par zéro, $a_n$ $(0 \leqq a_n \leqq n-1)$ le nombre immédiatement après lequel $n$ se place dans $e'_n$. La suite $a_n$ définit P; $\sum \frac{a_n}{n!}$ est le développement *népérien* d'un nombre $x$ $(0 \leqq x \leqq 1)$, développement unique, sauf si $x$ est rationnel dans l'intervalle $(0 < x < 1)$ (auquel cas $x$ possède deux développements distincts) [1].

I. Formes spéciales d'un entier positif. — Soient $n$ un entier positif, $h_1$ le plus grand nombre entier tel que la somme des $h_1$ premiers entiers positifs soit contenue dans $n$. Donc

$$n = \frac{h_1(h_1+1)}{2} + j_1 \quad \text{avec} \quad 1 \leqq h_1, \ (0 \leqq j_1 \leqq h_1).$$

Posant $h_1 + 1 = k_1 + j_1$, nous écrivons

$$n = f_1(k_1|j_1) = \frac{(k_1+j_1)(k_1+j_1-1)}{2} + j_1 \qquad (k_1 \geqq 1, \ j_1 \geqq 0, \ k_1+j_1 \geqq 2).$$

Nous appelons cette expression la *première forme spéciale de n*.

Si $j_1$ n'est pas nul, $j_1$ possède une première forme spéciale $j_1(k_2|j_2)$ qui, substituée à $j_1$ dans $f_1(k_1|j_1)$, nous donne la *seconde forme spéciale de n*, notée $f_2(k_1, k_2|j_2)$.

---

(1) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 885.

Généralement, si la $(p-1)^{\text{ième}}$ forme spéciale $f_{p-1}(k_1, \ldots, k_{p-1}|j_{p-1})$ de $n$ a été définie et si $j_{p-1}$ n'est pas nul, la $p^{\text{ième}}$ *forme spéciale de* $n$ s'obtient en remplaçant dans $f_{p-1}$ l'entier $i_{p-1}$ par sa première forme spéciale $f_1(k_p|j_p)$. Nous écrivons

$$n = f_p(k_1, \ldots, k_p|j_p) \quad (k_i \geqq 1 \text{ pour } i = 1, \ldots, p;\ j_p \geqq 0,\ k_p + j_p \geqq 2).$$

Les $j_p$ décroissent; $n$ a une dernière forme spéciale que nous appelons *majeure*

$$n = f_r(k_1, \ldots, k_r|0) \quad (k_r \geqq 2).$$

Nous considérons enfin une *forme spéciale fictive* d'ordre zéro de $n$, $n = f_0|j_0)$, où $j_0 = n \geqq 1$.

*Observations.* — 1° Si $q < p \leqq r$ et si $n = f_q(k_1, \ldots, k_q|j_q) = f_p(k_1, \ldots, k_p|j_p)$, $f_{q-p}(k_{q+1}, \ldots, k_p|j_p)$ est la $(q-p)^{\text{ième}}$ forme spéciale de $j_q$.

2° $f_p(k_1, \ldots, k_p|j_p)$ est un polynome en $k_1, \ldots, k_p, j_p$, de degré 2 en $k_1$, 4 en $k_2$, 16 en $k_3$, ..., $2^{2^{p-1}}$ en $k_p$ et en $j_p$ séparément.

3° Pour $n \geqq 3$, $r - 3$ est inférieur à $\dfrac{\log\log n - \log\log 2}{\log 2}$.

4° $f_p(1, \ldots, 1|0)$, où les $p$ arguments $k_i$ valent 1, n'est pas une forme spéciale ($k_p + j_p = 1$ et non pas 2). Sa valeur est zéro, quel que soit $p$.

II. Soit H une *famille de suites finies d'entiers positifs* $(k_1, \ldots, k_p)$ ou $\Sigma$.

Nous disons qu'une suite $k_1, \ldots, k_q$ *commence* une suite $k'_1, \ldots, k'_{q'}$, si 1° $q < q'$; 2° $k_i = k'_i$ pour $i = 1, 2, \ldots, q$.

A H nous rattachons deux ensembles, $\Phi(H)$ et $\Psi(H)$, constitués, l'un $\Phi(H)$ par des formes spéciales *distinctes*, l'autre $\Psi(H)$ par les valeurs de ces formes.

La forme spéciale $f_q(k'_1, k'_2, \ldots, k'_q|j)$ appartient à $\Phi(H)$ moyennant que :

1° si $j = 0$ ($k'_q \geqq 2$), la suite $(k'_1, \ldots, k'_q)$ commence ou constitue une suite $\Sigma$ de H.

2° si $j \geqq 1$, la suite $(k'_1, \ldots, k'_q)$ appartient à H.

Nous considérons éventuellement une famille H existante, mais vide.

Si H est vide, $\Phi(H)$ est l'ensemble des formes spéciales fictives $f_0|j)$, $(j \geqq 1)$ et $\Psi(H)$ est l'ensemble des entiers positifs distincts.

Par définition, tous les éléments de $\Phi(H)$ sont distincts, même si deux suites différentes appartenant à H donnent la même forme spéciale (majeure) dans $\Phi(H)$. Au contraire, un même entier $n$ comptera dans $\Psi(H)$ autant de fois que $\Phi(H)$ contiendra de formes spéciales distinctes égales à $n$.

Condition ($a$). — *De deux suites quelconques appartenant à* H, *aucune des deux ne commence l'autre.*

Théorème. — *La condition* ($a$) *est nécessaire et suffisante pour que tous les éléments de* $\Psi(H)$ *soient des entiers distincts.*

Condition ($b$). — *Si la suite* $(k^0_1, k^0_2, \ldots, k^0_{p-1})$ *commence une suite de* H, *la*

*suite* $(k_1^0, \ldots, k_{p-1}^0, k_p)$ *commence ou constitue une suite de* H, *quel que soit l'entier positif* $k_p$.

Théorème. — *Si la famille* H *vérifie la condition* $(a)$, *la condition* $(b)$ *est nécessaire et suffisante pour que tout entier positif appartienne à* $\Psi(H)$.

Donc la condition nécessaire et suffisante pour que $\Psi(H)$ soit identique à l'ensemble des entiers positifs distincts est que H vérifie les deux conditions $(a)$ et $(b)$.

Ordination des ensembles $\Phi(H)$ et $\Psi(H)$. — Par convention, si H vérifie les conditions $(a)$ et $(b)$, l'inégalité ordinale de deux entiers quelconques $n$ et $n'$ de $\Psi(H)$ est de même sens que celle des formes spéciales $\varphi = n$ et $\varphi' = n'$ appartenant à $\Phi(H)$.

Par définition, l'ordination des formes appartenant à $\Phi(H)$ est l'ordination *alphabétique* de leurs systèmes d'arguments, les valeurs de chaque argument étant ordonnées dans le sens de la croissance.

Donc les deux formes $\varphi = f_p(k_1, \ldots, k_p|j) = n$ et $\varphi' = f_{p'}(k'_1, \ldots, k'_{p'}|j') = n'$ étant dans $\Phi(H)$, on aura les inégalités ordinales simultanées $\varphi \prec \varphi'$ dans $\Phi(H)$ et $n \prec n'$ dans $\Psi(H)$ : 1° si $k_1 < k'_1$; 2° si $k_1 = k'_1$ et $k_2 < k'_2$; 3° etc.

Dès lors $\Psi(H)$ *est une permutation de* (N).

Théorème. — *Les chiffres* $a_n$ *du développement népérien* $\Sigma(a_n/n!)$ *figurant la permutation* $\Psi(H)$ *sont ainsi déterminés.*

*n étant représenté dans* $\Phi(H)$ *par la forme spéciale* $n = f_p(k_1, \ldots, k_p|j)$ :

1° Si $j \geq 1$, $a_n = f_p(k_1, \ldots, k_p|j-1)$;

2° Si $j = 0$, $a_n = f_p(k_1, \ldots, k_p - 1|0)$.

*Les expressions de* $a_n$ *ne sont pas des formes spéciales si* $k_p + j = 2$.

Condition $(c)$. — *Quelle que soit la suite donnée* $s(\chi_1, \chi_2, \ldots, \chi_p, \ldots)$, *indéfinie, formée d'entiers positifs, la famille* H *contient une suite* $(k_1, \ldots, k_p)$ *commençant* $s$ $(k_i = \chi_i$ *pour* $i = 1, 2, \ldots, p)$.

Théorème. — *Si la famille* H *vérifie les conditions* $(a)$ *et* $(b)$, *la condition* $(c)$ *est nécessaire et suffisante pour que la permutation* $\Psi(H)$ *soit bien ordonnée.*

Nous appelons *permutation spéciale* de la suite normale (N) des entiers positifs toute permutation $\Psi(H)$ définie par une famille H vérifiant les trois conditions $(a)$, $(b)$, $(c)$.

Toute permutation spéciale est bien ordonnée et le rang $\beta$ de son type d'ordination $\tau_\beta$ est un multiple de $\omega^2$. Réciproquement, si $\beta = \alpha \times \omega^2$, il existe au moins une permutation spéciale de type $\tau_\beta$.

Nous avons défini (voir la fin de ma Note du 26 mai 1941) la somme d'une série de permutations de la suite (N). Il y a identité entre la classe des permutations $\Psi(H)$ et la classe (S) des permutations P vérifiant ces trois conditions :

1° P est bien ordonnée;

2° P est une somme de permutations $P_k (1 \leq k < \omega)$;

3° Chacune des $P_k$ est soit une permutation appartenant à la classe (S), soit (N) non permutée.

La famille H constituée des suites $(k_1)$ réduites à un seul entier définit une permutation de type $\tau(\omega^2)$. La famille H formée par les suites $(k_1, k_2, \ldots, k_p)$ dont le nombre de termes $k_i$ est constant et égal à $p$, chacun des entiers positifs $k_i$ prenant toutes les valeurs possibles, définit une permutation spéciale $\Psi(H)$ de type $\tau(\omega^{p+1})$. La famille H des suites $(p, k_2, \ldots, k_p)$ $(p = 1, 2, \ldots)$ définit une permutation de type $\tau(\omega^\omega)$.

Les développements népériens correspondant à ces permutations spéciales ont des expressions analytiques remarquables.

La théorie précédente constituera un Chapitre d'un Ouvrage en cours de publication. L'objet de cette étude est de progresser dans l'arithmétisation du transfini de la classe II en vue d'intégrer celui-ci dans l'Analyse classique.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur le calcul des effets d'ailerons pour l'aile de forme en plan elliptique.* Note de M. **Joseph Pérès.**

1. La question a fait l'objet de plusieurs Mémoires dans le tome 15 de *Luftfahrt-Forschung* (1938). Harry Schmidt envisage les lois élémentaires de gauchissement du type

$$\alpha = \frac{\sin n\theta}{\sin\theta} \quad \text{pour } 0 < \theta < \theta_1, \qquad \alpha = 0 \quad \text{pour } \theta_1 < \theta < \pi, \tag{1}$$

$\theta$ étant le paramètre angulaire usuel pour repérer la position d'une section de l'aile. Il reconnaît (*loc. cit.*, pp. 232 et 246) que le $c_z$ local correspondant s'exprime par des fonctions élémentaires lorsque $\pi\lambda/2k$ est entier (différent de $n$) ou rationnel ($\lambda$, allongement; $2k = dc_{z_\infty}/d\alpha$, coefficient aérodynamique de profil; dans la suite je pose $\mu = \pi\lambda/2k$). Les formules concernant le cas où $\mu$ est rationnel sont développées par H. Söhngen (*ibid.*, p. 256). Enfin de nombreux résultats de calcul, pour $\mu = 3$, sont présentés par K. Bausch (*ibid.*, p. 260).

2. Pour des valeurs assignées de $n$ et de $\mu$, ce dernier supposé quelconque, le $c_z$ local, pris dans la section d'abscisse $L\cos\theta$ sur l'envergure et pour la loi de gauchissement (1), dépend des deux variables $\theta$ et $\theta_1$. Au point de vue des applications numériques, il n'est pas indifférent de noter que son évaluation dépend, en fait, de fonctions d'une seule variable. Dans les conditions posées on établit en effet, pour $c_z$, la formule très simple suivante

$$\frac{c_z l}{2L} = \frac{4}{\pi}\int_{\theta-\theta_1}^{\theta+\theta_1} H_\mu^{(r)}(\tau)\sin n(\theta-\tau)\,d\tau, \tag{2}$$

$l = l_0 \sin\theta$ étant la corde du profil, et en posant

$$H_\mu(t) = \int_0^1 \frac{u^{\mu-1}}{1-ue^{it}}\,du = \sum_0^\infty {}_s \frac{e^{ist}}{\mu+s}; \tag{3}$$

l'indice supérieur $(r)$ désigne une partie réelle et, plus loin, l'indice $(i)$ dési-

gnera de même une partie imaginaire. En mettant en évidence les lignes trigonométriques de $n\theta$ ou de $n\theta_1$, on obtient les formules

$$(4)\quad \frac{c_z l}{2L} = \frac{4}{\pi}\left[\cos n\theta\{L_{\mu,n}(\theta+\theta_1) - L_{\mu,n}(\theta-\theta_1)\} + \sin n\theta\{M_{\mu,n}(\theta+\theta_1) - M_{\mu,n}(\theta-\theta_1)\}\right],$$

avec

$$(4')\quad L_{\mu,n}(t) = -\int_0^t H_\mu^{(r)}(\tau)\sin n\tau\,d\tau, \qquad M_{\mu,n}(t) = \int_0^t H_\mu^{(r)}(\tau)\cos n\tau\,d\tau,$$

et

$$(5)\quad \frac{c_z l}{2L} = \frac{4}{\pi}\left[\cos n\theta_1\{A_{\mu,n}(\theta+\theta_1) - A_{\mu,n}(\theta-\theta_1)\} - \sin n\theta_1\{B_{\mu,n}(\theta+\theta_1) + B_{\mu,n}(\theta-\theta_1)\}\right],$$

avec

$$(5')\quad A_{\mu,n}(t) = \int_0^t H_\mu^{(r)}(\tau)\sin n(t-\tau)\,d\tau, \qquad B_{\mu,n}(t) = \int_0^t H_\mu^{(r)}(\tau)\cos n(t-\tau)\,d\tau.$$

Le calcul des répartitions de $c_z$ résulte donc immédiatement de tables des fonctions $L(t)$, $M(t)$ ou $A(t)$, $B(t)$ (lesquelles sont d'ailleurs simplement reliées entre elles). Il est avantageux de passer par cet intermédiaire lorsque, comme ce fut le cas, on a à effectuer des déterminations assez nombreuses.

3. Il est intéressant d'autre part de remarquer que, dans l'expression (5) du $c_z$ local, on peut remplacer $A(t)$ et $B(t)$ par d'autres fonctions $\mathcal{A}(t)$ et $\mathcal{B}(t)$ qui s'expriment très simplement, et sans intégration, à partir de $H_\mu(t)$ et $H_n(t)$.

Pour l'établir rapidement, on notera que $A_{\mu,n}$ et $B_{\mu,n}$ vérifient le système différentiel

$$(6)\qquad \frac{dy}{dt} - nz = 0, \qquad \frac{dz}{dt} + ny = H_\mu^{(r)}(t).$$

et l'on constatera sur la formule (5) qu'il est loisible d'ajouter, à $A_{\mu,n}$ et $B_{\mu,n}$, des expressions de forme $a\cos nt + b\sin nt$, $-a\sin nt + b\cos nt$ ($a$ et $b$ étant des constantes quelconques), c'est-à-dire de remplacer $A_{\mu,n}$ et $B_{\mu,n}$ par un système quelconque de solutions (continues) des (6). On peut également modifier $A_{\mu,n}$ d'une constante.

On vérifie d'autre part que le système (6) est satisfait par les fonctions

$$(7)\quad y = -\frac{n}{\mu^2-n^2}\{H_\mu^{(r)}(t) - H_n^{(r)}(t)\} + \frac{1}{2(n(n+\mu)}, \qquad z = \frac{1}{\mu^2-n^2}[-\mu H_\mu^{(i)}(t) + nH_n^{(i)}(t)].$$

Mais la seconde présente la discontinuité $-\pi/(\mu+n)$ lorsque $t$ passe par une valeur multiple de $2\pi$. Les fonctions (7) ne peuvent donc remplacer $A_{\mu,n}$ et $B_{\mu,n}$ que lorsqu'on se réduit à un intervalle de variation de $t$ ne comprenant pas de multiple de $2\pi$.

Dans les applications envisagées $\theta$ et $\theta_1$ varient entre $0$ et $\pi$; on a donc [formule (5)] à considérer $t$ dans un intervalle $-\pi$, $2\pi$ et, d'après ce qui précède,

il est naturel de substituer à $A_{\mu,n}$ et $B_{\mu,n}$ les fonctions

$$(8)\quad \begin{cases} \mathcal{A}_{\mu,n}(t) = -\dfrac{n}{\mu^2-n^2}\left\{ H_\mu^{(r)}(t) - H_n^{(r)}(t) \right\} + \dfrac{\varepsilon\pi}{2(\mu+n)}\sin nt \\ \mathcal{B}_{\mu,n}(t) = \dfrac{1}{\mu^2-n^2}\left\{ -\mu H_\mu^{(i)}(t) + n H_n^{(i)}(t) \right\} + \dfrac{\varepsilon\pi}{2(\mu+n)}\cos nt \end{cases} \quad \varepsilon = sgnt),$$

toutes deux continues pour $t = 0$ et qui font intervenir, sans aucun signe d'intégration, $H_\mu(t)$ et $H_n(t)$.

Pour $\mu = n$, un passage à la limite évident introduit la fonction $dH_n/dn$.

4. Les séries trigonométriques pour $H_\mu$ [dernier membre de (3)] et pour $dH_n/dn$ ne sont guère satisfaisantes dans le calcul numérique. Mais il est aisé de les transformer et d'établir, pour les fonctions en question, d'autres formules intéressantes:

Lorsque $\mu$ est entier, on a, par des calculs élémentaires,

$$(9)\quad H_\mu(t) = -e^{-i\mu t}\log(1-e^{it}) - \sum_{1}^{\mu-1}{}_s \frac{e^{-ist}}{\mu-s} \qquad \left(-\frac{\pi}{2} < \arg(1-e^{it}) < +\frac{\pi}{2}\right)$$

et, si $\mu$ est rationnel,

$$(10)\quad H_{\frac{p}{q}}(t) = -\sum_{0}^{q-1}{}_r e^{-pi\frac{t+2r\pi}{q}}\log\left(1-e^{i\frac{t+2r\pi}{q}}\right) - \sum_{1}^{E\left(\frac{p}{q}\right)-1}{}_s \frac{e^{-ist}}{\frac{p}{q}-s},$$

d'où, par exemple, pour $\mu$ entier et $n = 1$ (gauchissement d'aileron constant),

$$(11)\quad \begin{cases} \mathcal{A}_{\mu,1}(t) = \dfrac{1}{\mu^2-1}\left[(\cos\mu t - \cos t)\log\left|2\sin\dfrac{t}{2}\right| + \dfrac{t}{2}(\sin\mu t - \sin t) + \displaystyle\sum_{1}^{\mu-1}{}_s \frac{\cos st}{\mu-s} - \varepsilon\frac{\pi}{2}(\sin\mu t - \mu\sin t)\right], \\ \mathcal{B}_{\mu,1}(t) = \dfrac{1}{\mu^2-1}\left[(\sin t - \mu\sin\mu t)\log\left|2\sin\dfrac{t}{2}\right| + \dfrac{t}{2}(\mu\cos\mu t - \cos t) - \mu\displaystyle\sum_{1}^{\mu-1}{}_s \frac{\sin st}{\mu-s} - \varepsilon\frac{\pi}{2}\mu(\cos\mu t - \cos t)\right]. \end{cases}$$

Il est aisé d'obtenir d'autres relations utiles, valables quel que soit $\mu$, par exemple en faisant apparaître, par des changements de variable évidents, $1 \pm e^{-v}$ au dénominateur de l'intégrale qui définit $H_\mu(t)$, puis en utilisant des développements en série de $1/1 \pm e^{-v}$. Je me borne à indiquer la relation suivante

$$(12)\quad e^{i\mu_1 t}H_{\mu_1} - e^{i\mu t}H_\mu = \frac{\Gamma'(\mu)}{\Gamma(\mu)} - \frac{\Gamma'(\mu_1)}{\Gamma(\mu_1)} - (\mu_1-\mu)it - \sum_{1}^{\infty}{}_s [Q_s(\mu_1) - Q_s(\mu)]\frac{(it)^{s+1}}{(s+1)!},$$

où les $Q_s$ sont des polynomes de Bernoulli, formule qui est pratique pour passer du cas d'une valeur entière de $\mu$ à une valeur quelconque voisine et qui généralise la relation évidente

$$e^{it}H_{\mu+1} = H_\mu - \frac{1}{\mu}.$$

# CORRESPONDANCE.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur les solutions de certaines équations diophantiennes en nombres algébriques, en particulier en entiers algébriques, de degré borné.* Note (¹) de M. CLAUDE CHABAUTY, présentée par M. Paul Montel.

Soient V une variété algébrique et $K_0$ le corps engendré par les coefficients, supposés algébriques, des équations qui définissent V. Appelons *points algébriques de degré h* les points de V dont les coordonnées engendrent un surcorps de $K_0$, de degré relatif $h$. A un tel point sont associés $h-1$ points analogues de V, formant avec lui un système rationnel par rapport à $K_0$, et inversement les points d'un système rationnel d'ordre $h$ sont algébriques de degré $\leqq h$. Si V est une courbe irréductible de genre $\geqq 1$, on est ramené, à condition d'établir une relation d'équivalence convenable entre les systèmes de $h$ points et d'élargir éventuellement le domaine de rationalité, à étudier sur la variété jacobienne J de la courbe les points rationnels d'une sous-variété algébrique, image des systèmes de $h$ points de V. En appliquant alors des résultats que j'ai obtenus antérieurement (²), on voit par exemple qu'*il n'y a qu'un nombre fini de points de degré $h \leqq g-\rho$ sur une courbe algébrique de genre g dont la matrice de Riemann est pure et dont $\rho$ est le rang arithmétique réduit.*

Si l'on ne considère que les points entiers rationnels de J, on peut présumer que, comme dans le cas du genre 1, il n'y a qu'un nombre fini de tels points et par conséquent sur V un nombre fini de points algébriques inéquivalents pour chaque degré quand V est une courbe. Sans doute le théorème est-il encore vrai pour les variétés algébriques dont l'irrégularité est au moins égale à la dimension. Mais aucun théorème n'a encore atteint cette généralité. On sait seulement, comme l'a établi Siegel (³), qu'il n'y a qu'un nombre fini de solutions en entiers $\alpha$, $\beta$ algébriques de degrés respectifs $\leqq q(n) = O n^{1/8}$, pour une équation $f(x, y) = \text{const.}$, où $f$ est un polynome homogène de degré $n$, dont les facteurs linéaires sont simples et, plus généralement, pour des équations $f(x, y) = g(x, y)$, où $g$ est un polynome de degré suffisamment petit par rapport à $n$.

Je vais indiquer ici, pour certaines courbes et variétés algébriques, des théorèmes analogues qui se déduisent facilement des résultats de ma Thèse (⁴), dans le cas où le corps de base est le corps des rationnels absolus.

Soit $f(x, y)$ un polynome homogène, de degré $n$, à coefficients entiers rationnels premiers entre eux, irréductible dans R ; soit $a_0$ le coefficient de $x^n$.

---

(¹) Séance du 26 juillet 1943.

(²) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 1022.

(³) *Math. Zeit.*, **10**, 1921, pp. 173-213.

(⁴) *Annali di Mat.*, 4ᵉ série, **24**, 1938, pp. 127-168.

Soient $K = R(\xi)$, où $\xi$ est un zéro de $f(t, 1)$, et $\delta$, la déficience de K (i. e. $2\delta$, le nombre de corps complexes parmi les $n$ conjugués de K). Soient G le groupe de Galois de $f(t, 1) = 0$, et C la courbe $f(x, y) = l$. Si $\alpha$, $\beta$ est un point entier de degré $h$ de C, la norme de $\alpha\xi - \beta$ par rapport à K, multipliée par $a_0^h$, est un entier de K qui divise l'entier rationnel fixe $l^h a_0^{nh}$. S'il y a une infinité de tels points, on en déduit immédiatement l'existence d'une infinité d'entiers de K de la forme $\Xi = \lambda\varepsilon$, où $\lambda$ est un entier fixe et $\varepsilon$ une unité algébrique de K, entiers qui appartiennent à un module rationnel de base $1, \xi, \ldots, \xi^{h-1}$. D'après ([4]), théor. 2.4, 3.1, il y a donc un sous-ensemble infini du précédent satisfaisant à $\mu = \delta - h + 1$ relations

$$(1) \qquad \prod_{i=1}^{n} \Xi_i^{m_{ij}} = \text{const.}$$

$m_{ij}$ entiers rationnels, $\| m_{ij} \|$ de rang $\mu$, $\Xi_i$ conjugués de $\Xi$

et par conséquent aux relations transformées par G. Donc :

*Si le groupe de Galois est pur* ([5]), *il n'y a sur* G *qu'un nombre fini de points algébriques entiers de degré* $h \leqq \delta$ (*donc un nombre fini de solutions pour* $f(x, y) = l$, *en entiers algébriques* $\alpha$, $\beta$, *de degrés* $\leqq \sqrt{\delta}$).

Par exemple *l'équation* $x^p - ay^p = l$, *où* $p$ *est un nombre naturel premier* $\geqq 3$, $a$ *et* $l$ *sont des entiers rationnels dont le premier n'est pas une puissance* $p^{\text{ième}}$ *exacte, n'a qu'un nombre fini de points entiers algébriques de degré* $\leqq (p-1)/2$ [*et par conséquent un nombre fini de solutions en entiers algébriques de degré* $\leqq \sqrt{(p-1)/2} = O p^{1/2}$]. Car, le degré étant premier, G est pur, et d'autre part $\delta = (p-1)/2$. Pour cette équation, qui relève aussi de la méthode de Siegel, on obtient donc une inégalité plus forte.

On a encore le résultat suivant basé sur l'étude des points à l'infini des variétés définies par les équations (1) et celles qui s'en déduisent par les opérations de G.

*Si* G *est* $q$ *fois transitif, il n'y a sur* C *qu'un nombre fini de points entiers algébriques de degré* $\leqq \text{Min}(\delta, n/4, q)$.

Sans hypothèses sur G à partir de ([4]) théor. 3.7.

*Il n'y a qu'un nombre fini de points entiers quadratiques sur* C, *dès que* $\delta \geqq 2$.

Enfin on peut, d'une façon analogue, étudier les points entiers algébriques de degré $h$, d'une sous-variété V à $s$ dimensions d'une variété de Dirichlet (D)

$$\text{Norme}\,(x_1\omega_1 + \ldots + x_n\omega_n) = \text{const.} \qquad (\omega_i \text{ base d'un anneau d'entiers de K}).$$

Il suffit pour cela de considérer les points rationnels d'une image conve-

---

([5]) Nous disons qu'un groupe de permutations est pur si, comme groupe de transformations linéaires, il est complètement réduit par rapport à R quand on a mis en évidence les sous-espaces invariants $x_1 = x_2 = \ldots = x_n$ et $x_1 + x_2 + \ldots + x_n = 0$.

nable dans D de la variété des systèmes de $h$ points de V. On obtient ainsi :

*Si le groupe* G *de* D *est pur, il n'y a sur* V *qu'un nombre fini de points entiers algébriques de degré* $h \leq (\delta/s)$.

GÉOMÉTRIE ALGÉBRIQUE. — *Extension des transformations birationnelles des courbes de l'espace ordinaire à l'espace ambiant.* Note de MM. **Roger Apéry** et **Luc Gauthier**, présentée par M. Élie Cartan.

On sait qu'une transformation birationnelle de courbe à courbe dans le plan ne peut pas, en général, être étendue à tout le plan, et qu'une courbe possède, outre ses modules, des invariants par les transformations de Crémona, notamment les genres des adjointes successives ([1]). Cette Note a pour but de montrer que, au contraire, *toute transformation birationnelle d'une courbe* C *de l'espace en une courbe* C′ *est la trace sur ces courbes d'une transformation de Cremona*, autrement dit que la condition nécessaire et suffisante d'équivalence crémonienne de deux courbes est l'égalité de leur genre et de leurs modules.

Lemme I. — *Toute courbe* C *équivaut à sa projection* C′ *sur un plan faite d'un point arbitraire* A (situé ou non sur la courbe), à condition toutefois que cette projection ne soit pas multiple.

On peut prendre pour A le point à l'infini de $Oz$ : la courbe C a pour représentation monoïdale ([2])

$$\varphi(x, y) = 0, \qquad z = R(x, y),$$

où $\varphi = 0$ est l'équation de C′ et $R(x, y)$ est une fraction rationnelle. C se change en C′ par la transformation de Jonquières :

$$x' = x, \qquad y' = y, \qquad z' + z = R(x, y).$$

Lemme II. — *Si deux courbes planes sont les images de séries partielles appartenant à une même série complète d'un être algébrique simplement infini, elles se correspondent dans une transformation crémonienne de l'espace.*

Le théorème est évident si les séries partielles ont en commun une série de dimension 1 (projections d'une même courbe gauche). Dans le cas général, soient $G_1$, $G_2$, $G_3$ des groupes généraux de la première série partielle, $H_1$, $H_2$, $H_3$ des groupes généraux de l'autre. Il y a équivalence crémonienne entre les courbes images des séries définies par $G_1, G_2, G_3$; $G_1, G_2, H_3$; $G_1, H_2, H_3$; $H_1, H_2, H_3$.

Lemme III. — *Toute courbe* C *est équivalente* (*crémoniennement*) *à une courbe non spéciale* C′.

---

([1]) Voir par exemple Enriques-Chisini, *Lezioni sulla teoria geometrica delle equazioni e delle funzioni algebriche*, Bologne, III, p. 187.

([2]) Cf. Halphen, *Journal de l'École Polytechnique*, 52e cahier, 1882, p. 1.

D'après le lemme I on peut supposer C plane sans nuire à la généralité. Soient alors $G_1$, $G_2$, $G_3$ trois groupes linéairement indépendants de C, H un groupe de $k \geqq 2p+1$ points. La série définie par H et $G_1$ est non spéciale et de dimension $\geqq 3$; les groupes $HG_1$, $HG_2$, $HG_3$ et un groupe K indépendant des précédents définissent une série dont l'image C′ est une courbe non spéciale dont C est la projection.

Théorème. — *Deux courbes* C *et* C′ *images de séries* S *et* S′ *appartenant à un même être algébrique simplement infini sont crémoniennement équivalentes.*

D'après le lemme III, on peut supposer S et S′ non spéciales. Soient Σ la somme des séries S et S′, et Γ la courbe représentative. Soit $A_1, A_2, \ldots, A_h$ un groupe quelconque de S′. Les séries complètes S, $S+A_1$, $S+A_1+A_2$, ..., $S+S'$ sont non spéciales et ont pour dimensions $\omega, \omega+1, \omega+2, \ldots, \omega+h$. Elles n'ont donc aucun point fixe et représentent des courbes C, $C_1$, $C_2, \ldots, C_h \equiv \Gamma$. Deux courbes $C_i$ et $C_{i-1}$ sont équivalentes : en effet la projection de $C_i$ du point $A_i$ est l'image d'une série partielle contenue dans la même série totale que la série représentée par $C_{i-1}$. C et C′, équivalentes à la même courbe Γ, sont équivalentes entre elles.

Le lemme I et par conséquent le théorème s'étendent sans difficulté à un espace à plus de trois dimensions. Ils admettent également une autre généralisation :

*Deux courbes* C, C′ *birationnellement équivalentes peuvent être transformées crémoniennement l'une dans l'autre de façon que la transformée d'une surface* S, *passant simplement par* C, *ait un contact d'ordre arbitrairement élevé avec une surface donnée* S′ *passant simplement par* C′.

Il suffit, après une éventuelle transformation de Crémona auxiliaire, de supposer C et C′ confondues.

Démontrons d'abord que l'on peut trouver une surface monoïde $\Sigma_n$ passant par C et ayant un contact d'ordre donné avec S le long de C (dont la projection est toujours supposée non multiple). Soit

$$\varphi(x, y) = 0, \qquad z = R(x, y)$$

la représentation monoïdale de C, et soit

$$f(x, y, z) = 0$$

l'équation de S. Divisons le polynome $f$ ordonné en $z$ par $z - R$. On obtient

$$f(x, y, z) \equiv [z - R(x, y)].Q(x, y, z) + U(x\, y),$$

où $Q(x, y, z)$ est un polynome en $z$ à coefficients rationnels en $x, y$ et $U(x, y)$ une fraction rationnelle en $x$ et $y$. Comme S passe par C, U est divisible par φ :

$$U(x, y) \equiv \varphi(x, y).V(x, y).$$

L'équation de S peut s'écrire

$$(1) \qquad z = R(x, y) - \varphi(x, y).\frac{V(x, y)}{Q(x, y, z)} = R(x, y) + \varphi(x, y).F(x, y, z),$$

$F(x, y, z)$ étant rationnelle en $x, y, z$, et finie pour tous les points généraux de C. $F(x, y, z) - F(x, y, R)$ s'annule sur C et est donc divisible par $z - R$ :

$$F(x, y, z) - F(x, y, R) \equiv (z - R) G(x, y, z),$$

et, d'après (1),

$$= \varphi(x, y) F(x, y, z) G(x, y, z),$$

où G reste finie pour les points généraux de C. Si l'on pose

$$F(x, y, R) \equiv R_1(x, y), \quad F(x, y, z).G(x, y, z) \equiv F_1(x, y, z),$$

on obtient comme équation de S

$$z = R(x, y) + \varphi R_1(x, y) + \varphi^2 F_1(x, y, z). \tag{2}$$

En opérant sur $F_1$ comme sur F et en réitérant ce procédé, on peut mettre l'équation de S sous la forme

$$z = R + \varphi R_1 + \varphi^2 R_2 + \ldots + \varphi^n R_n + \varphi^{n+1} F_n(x, y, z).$$

La surface $\Sigma_n$ d'équation

$$z = R + \varphi R_1 + \varphi^2 R_2 + \ldots + \varphi^n R_n = \Phi_n(x, y)$$

est un monoïde qui a avec S un contact d'ordre $n$ le long de C.

Démontrons maintenant le théorème énoncé : on peut trouver des monoïdes $\Sigma_n$ et $\Sigma'_n$ ayant avec S et S′ respectivement un contact d'ordre $n$ le long de C. La transformation

$$x' = x, \quad y' = y, \quad z' + z = \Phi_n(x, y) + \Phi'_n(x, y)$$

change $\Sigma_n$ en $\Sigma'_n$, et par conséquent S en une surface $S^*$ ayant avec $\Sigma'_n$ et avec S′ un contact d'ordre $n$ au moins le long de C.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur une formule de cinétique opératorielle.* Note (¹) de MM. **Jean-Louis Destouches**, **Jean-Louis Steinberg** et M^lle **Jeannine Viard**.

1. En mécanique classique on a, pour un point matériel M, la relation

$$(\overrightarrow{OM} \wedge \vec{p})^2 + (\overrightarrow{OM}.\vec{p})^2 = \overrightarrow{OM}^2.\vec{p}^2, \tag{1}$$

qui résulte de la définition même du produit vectoriel et du produit scalaire. En mécanique ondulatoire cette formule n'est plus valable, car il faut la compléter par un terme quantique, et l'on a

$$(\overrightarrow{OM}. \wedge \vec{\mathbf{p}})^2 + (\overrightarrow{OM}.\vec{\mathbf{p}})^2 = \overrightarrow{OM}^2.\vec{\mathbf{p}}^2 - i\hbar(\overrightarrow{OM}.\vec{\mathbf{p}}) \quad (\hbar = h/2\pi), \tag{2}$$

$\vec{\mathbf{p}}$ désignant l'opérateur vectoriel, quantité de mouvement du corpuscule figuré

(¹) Séance du 31 mai 1943.

par le point M. En $\overrightarrow{OM}.\wedge\vec{p}$ on reconnaît l'opérateur moment cinétique par rapport à O. La formule (2) s'établit en utilisant les relations de non-commutation entre les composantes de $\overrightarrow{OM}$ et de $\vec{p}$. Elle est valable, que le corpuscule soit isolé ou appartienne à un système, que le point O soit fixe par rapport à un repère galiléen ou en mouvement classique par rapport à un tel repère, ou encore en mouvement quantique lié à un ou à des corpuscules. En particulier comme point O, on peut prendre le centre de gravité G du système étudié et l'opérateur $\vec{p}_r$ quantité de mouvement relative. La formule (2) subsiste en mécanique ondulatoire relativiste.

2. En mécanique ondulatoire non relativiste l'opérateur énergie cinétique **T** est égal à $\vec{p}^2/2m$; la formule (2) permet alors de relier l'opérateur énergie cinétique au carré du moment cinétique $\mathfrak{M}_0$; on a

$$(3)\qquad 2mr^2.\mathbf{T} = \vec{\mathfrak{M}}_0^2 + (\overrightarrow{OM}.\vec{\mathbf{p}})^2 + i\hbar(\overrightarrow{OM}.\vec{\mathbf{p}}).$$

3. Dans le cas d'un système, au lieu de l'opérateur $\vec{\mathbf{p}}_j$ associé au corpuscule figuré par le point $M_j$, on peut considérer la résultante cinétique $\vec{\mathbf{P}}$, ou quantité de mouvement du centre de gravité, $\vec{\mathbf{P}} = \Sigma\vec{\mathbf{p}}_i$, et l'on établit d'une manière semblable ces deux relations

$$(4)\qquad (\overrightarrow{OM}_j.\wedge\vec{\mathbf{P}})^2 + (\overrightarrow{OM}_j.\vec{\mathbf{P}})^2 = \overrightarrow{OM}_j.\vec{\mathbf{P}}^2 - i\hbar(\overrightarrow{OM}_j.\vec{\mathbf{P}}),$$

$$(5)\qquad (\overrightarrow{OM}_j.\wedge\vec{\mathbf{P}})(\overrightarrow{OM}_l.\wedge\vec{\mathbf{P}}) + (\overrightarrow{OM}_j.\vec{\mathbf{P}})(\overrightarrow{OM}_l.\vec{\mathbf{P}}) = (\overrightarrow{OM}_j.\overrightarrow{OM}_l.)\vec{\mathbf{P}}^2 - i\hbar(\overrightarrow{OM}_j.\mathbf{P}).$$

Introduisons alors le centre de gravité G du système de corpuscules et calculons $(\overrightarrow{OG}.\wedge\vec{\mathbf{P}})^2 + (\overrightarrow{OG}.\vec{\mathbf{P}})^2$; par un calcul assez simple, dans lequel on utilise les relations (4) et (5), on est conduit à

$$(6)\qquad (\overrightarrow{OG}.\wedge\vec{\mathbf{P}})^2 + (\overrightarrow{OG}.\vec{\mathbf{P}})^2 = \overrightarrow{OG}^2.\vec{\mathbf{P}}^2 - i\hbar(\overrightarrow{OG}.\vec{\mathbf{P}})$$

formule qui a la même forme que (2); à ce point de vue le centre de gravité se comporte donc comme un corpuscule. Cette formule (6) est encore valable en mécanique ondulatoire relativiste des systèmes de corpuscules développée par l'un de nous ([2]). $\overrightarrow{OG}.\wedge\vec{\mathbf{P}}$ est le moment cinétique par rapport à O du centre de gravité doué de la masse totale. En mécanique non relativiste on a une formule semblable à (3) pour relier l'opérateur énergie cinétique $\mathbf{T}_G$ du centre de gravité doué de la masse totale au carré de l'opérateur moment cinétique du point G.

---

([2]) J.-L. Destouches, *Journ. de Phys.*, 7, 1936, pp. 305, 354, 427; 8, 1937, pp. 145, 251; *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 924; 204, 1937, pp. 849, 1403 et 1618; *Principes fondamentaux de Physique théorique*, 3, Paris, 1943.

4. *Applications.* — La formule (4) permet d'obtenir facilement la forme de l'hamiltonien en coordonnées polaires. Si $\overrightarrow{\mathfrak{M}}_0^2$ est intégrale première et si les conditions initiales du mouvement permettent de fixer la valeur propre de $\overrightarrow{\mathfrak{M}}_0^2$, on peut remplacer, dans l'expression de **T** tirée de (4), l'opérateur $\overrightarrow{\mathfrak{M}}_0^2$ par sa valeur propre $\mu^2$ et la porter dans l'équation d'ondes; les variables se séparent car $(\overrightarrow{OM}.\wedge\overrightarrow{\mathbf{p}}) = r.\mathbf{p}_r$, et le problème est ramené à une équation différentielle. Le problème des deux corps se ramène à ce cas. Sur cet exemple on vérifie une règle générale : le correspondant quantique d'un problème classique, qui s'intègre par quadratures, se ramène à des équations différentielles linéaires du second ordre sans second membre dont il faut trouver les solutions satisfaisant aux conditions des fonctions propres.

D'une façon semblable la formule (6) permet de faire intervenir le carré du moment cinétique du centre de gravité dans l'équation d'ondes d'un système en utilisant le théorème de König pour la force vive ([3]). Si $(\overrightarrow{OG}.\wedge\overrightarrow{\mathbf{P}})^2$ est intégrale première et si les conditions initiales permettent de fixer sa valeur propre $\mu_G^2$, on peut remplacer cet opérateur par $\mu_G^2$ dans l'équation d'ondes du système; on élimine ainsi les coordonnées angulaires du centre de gravité, même s'il n'y a pas séparation du mouvement du centre de gravité et du mouvement relatif. La formule (6) se montrera ainsi particulièrement utile.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur l'arrêt progressif du courant au cours de l'électrolyse des acides et des bases.* Note de M. **Pierre Jolibois**, présentée par M. Aimé Cotton.

Il ne semble pas que l'on ait attiré l'attention sur un phénomène pourtant facile à constater, lorsque l'on soumet à l'électrolyse en milieu non agité un acide fort ou une base forte.

Si l'on dispose dans un tube en U une solution d'un acide fort ou d'une base forte et qu'on y fasse passer du courant continu sous une tension fixe, on constate, au bout d'un certain temps, que le courant électrique prend des valeurs de plus en plus petites et finit pratiquement par s'annuler.

Voici, à titre d'exemple, les nombres obtenus (en milliampères) avec un tube en U dont les branches ont $140^{mm}$ et le diamètre intérieur $9^{mm}$, sous une tension de 60 V avec des solutions N/10.

| Temps en minutes... | 0. | 10. | 20. | 30. | 40. | 50. | 60. | 120. | 180. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $SO^4H^2$...... | 26,5 | 22 | 14 | 6 | 4 | 3,5 | 3 | 2 | 1,2 |
| KOH....... | 25 | 17 | 10 | 7 | 5 | 3 | 2 | 1,1 | 1 |
| $SO^4K^2$...... | 10 | 14 | 16 | 17 | 19 | 22 | 27 | 29 | 32 |

([3]) Louis de Broglie et J.-L. Destouches, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 369.

On ne saurait attribuer ce phénomène à la polarisation des électrodes, qui ne met en jeu qu'une force contre-électromotrice de l'ordre de 2 V; l'effet constaté est encore plus apparent avec des différences de potentiel aux électrodes allant jusqu'à plusieurs milliers de volts, si l'on dispose d'un tube assez long.

La théorie ordinaire de la dissociation électrolytique ne rend pas compte de ces expériences, et la simple décharge des ions aux électrodes ne peut servir à expliquer ce phénomène. Au contraire, si l'on s'appuie sur l'effet de cataphorèse que j'ai décrit antérieurement ([1]) et dont j'ai donné la théorie en m'appuyant sur l'hydratation des ions ([2]), il apparaît comme évident que l'acide se concentre à l'anode et que la cathode plonge dans une couche d'eau dont la longueur croît avec le temps; le courant doit donc s'arrêter à cause de la très faible conductibilité de l'eau. Le même raisonnement s'applique aux bases fortes. Il n'en est pas de même de certains sels d'acides forts et de bases fortes dont la conductibilité dans les mêmes conditions va en croissant avec le temps, comme le montre le tableau précédent établi dans les mêmes conditions avec une solution de sulfate de potassium contenant par litre N/10 atomes de potassium. Cette augmentation de la conductibilité s'explique par le remplacement du sel, au cours de l'électrolyse, par de la soude et de l'acide sulfurique respectivement plus conducteurs que le sulfate de sodium.

Ces expériences, très faciles à répéter, mettent en évidence le comportement singulier des électrolytes contenant dans leurs ions les éléments de l'eau H ou OH. Cette structure est d'ailleurs la cause de la cataphorèse dont la manifestation électrique apparaît dans le phénomène qui fait l'objet de cette Note.

Dans les expériences précédentes, l'électrolyse a lieu avec une perte de matière qui se réduit à la décomposition de l'eau. On peut en déduire facilement le changement du courant dans des électrolyses où se séparent des portions de l'électrolyte initial. Ainsi l'électrolyse du sulfate de cuivre avec dépôt de cuivre s'arrête progressivement comme une électrolyse d'acide sulfurique. C'est sans doute une des raisons pour lesquelles les analystes ont obtenu un gain de temps appréciable, en agitant les bains électrolytiques employés dans le dosage du cuivre.

On voit, en résumé, que les études que j'ai publiées antérieurement permettent d'expliquer pourquoi le courant électrique cesse de passer au bout d'un certain temps dans les solutions de bases et d'acides, et augmente dans les solutions salines dont les ions ne disparaissent pas au cours de l'électrolyse.

---

([1]) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 858.
([2]) *Comptes rendus*, 215, 1942, pp. 319 et 344.

ÉLECTRONIQUE. — *Application des impulsions de rayons X à la mesure de la probabilité de fixation des électrons sur les molécules d'oxygène.* Note [1] de M. **Pierre Herreng**, transmise par M. Paul Langevin.

Le dispositif que j'ai [2] utilisé pour mesurer la mobilité des électrons dans les gaz s'applique, sans modifications, à la détermination de la probabilité de fixation des électrons sur les molécules gazeuses. La méthode consiste, en principe, à ioniser une mince tranche du gaz contenu dans une chambre scellée par des impulsions périodiques, très intenses et très brèves (de l'ordre de la micro-seconde) de rayonnement X [3]. Chaque impulsion provoque l'apparition d'un courant dans le circuit de la chambre, courant dû au déplacement des électrons et des ions positifs sous l'action du champ électrique uniforme régnant entre les électrodes. Ce courant est étudié, après amplification, à l'aide d'un oscillographe cathodique dont le balayage est déclenché en même temps que l'impulsion de rayons X. On voit aisément que ce courant apparaît au moment de l'impulsion et que sa valeur est donnée à chaque instant par

$$I = \frac{qV}{e};$$

$q$ représente la charge totale transportée par les électrons produits par une impulsion, V la vitesse de transit de ces électrons et $e$ la distance des électrodes. La relation précédente suppose, ce qui est légitime, la vitesse de transit des ions négligeable devant celle des électrons. Si le gaz contenu dans la chambre ne présente aucune affinité pour les électrons, $q$ et I restent constants jusqu'à l'arrivée des électrons sur l'anode. Dans le cas contraire I est une fonction décroissante du temps, et l'examen de l'enregistrement permet de déterminer la loi de décroissance du nombre des électrons. L'expérience montre ainsi que $q$ est de la forme $q_0 e^{-kt}$. Ceci s'interprète en admettant que chaque fixation nécessite, en moyenne, un nombre constant $n$ de chocs. L'inverse de $n$ est la probabilité $h$ de fixation d'un électron par un choc. Cette grandeur est reliée par une relation simple à la constante $k$ ci-dessus et à la vitesse de transit des électrons que l'on détermine directement.

Les mesures que j'ai effectuées ont porté sur l'oxygène, qui avait déjà fait l'objet des travaux de A. M. Cravath [4] et de N. E. Bradbury [5] par une méthode très différente. La grande affinité de ce gaz pour les électrons oblige à l'employer sous une pression de l'ordre de quelques millimètres de mercure.

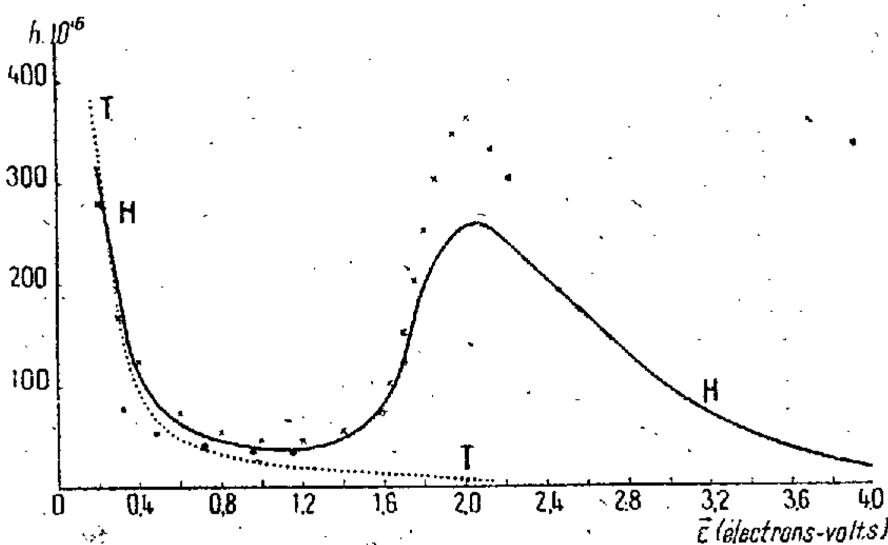
---

(1) Séance du 19 juillet 1943.
(2) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 79.
(3) *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 421.
(4) *Phys. Rev.*, 33, 1929, p. 605.
(5) *Phys. Rev.*, 44, 1933, p. 883.

Dans ces conditions l'absorption des rayons X par l'oxygène pur eût été insuffisante. J'ai donc utilisé des mélanges d'argon et d'oxygène aussi bien purifiés que possible, la pression partielle de l'oxygène n'étant qu'une fraction très faible de la presssion totale (n'excédant pas 2 %). L'argon n'ayant aucune affinité pour les électrons, seuls les chocs contre des molécules d'oxygène peuvent être suivis de la fixation de l'électron.

La méthode que j'ai utilisée présente l'avantage d'être directe et de n'impliquer aucune hypothèse sur la loi de décroissance du nombre d'électrons. Elle permet en outre la détermination simultanée de la constante $k$ et de la vitesse de transit nécessaires au calcul de la constante $h$.

L'expérience montre que la probabilité de fixation est uniquement fonction du rapport de l'intensité du champ à la pression, c'est-à-dire de l'énergie cinétique moyenne des électrons. L'ensemble de mes résultats est représenté par la courbe H de la figure. Pour pouvoir les comparer à ceux de Cravath et de Bradbury, qui opéraient sur l'oxygène pur, j'ai porté en abscisse l'énergie moyenne des électrons (en électrons-volts). Les croix et les petits cercles représentent respectivement des résultats expérimentaux de Bradbury et de Cravath. La courbe en pointillé T. représente une formule théorique déduite par F. Bloch et N. E. Bradbury ([6]) de certaines hypothèses sur le mécanisme de la capture d'un électron par une molécule.




On voit que cette courbe donne bien l'allure des phénomènes pour des valeurs de l'énergie allant jusqu'à 1,2 V environ, mais ne rend pas compte du minimum présenté par les courbes expérimentales dans cette région, ainsi que du maximum observé par Bradbury et moi-même au voisinage de 2 V.

On peut interpréter qualitativement ces particularités de la courbe en remarquant que celle-ci cesse de s'abaisser vers 1,6 V, qui est précisément l'énergie d'excitation minimum de la molécule d'oxygène. A partir de cette valeur de l'énergie moyenne, un nombre croissant de chocs entre électrons et molécules d'oxygène sont suivis de l'excitation de celles-ci et de la perte par

([6]) *Phys. Rev.*, 48, 1935, p. 689.

l'électron d'une quantité d'énergie bien déterminée, représentant une fraction importante de son énergie totale. Les électrons qui subissent de tels chocs doivent récupérer leur énergie cinétique limite. Au début de ce processus leur vitesse est faible et, par suite, leur probabilité de fixation grande. Quand l'énergie moyenne des électrons continue à augmenter au-dessus de 1,6 V, la proportion de chocs inélastiques croît, mais, par contre, l'énergie résiduelle des électrons subissant de tels chocs augmente et par suite leur probabilité de fixation diminue. On conçoit que ces deux effets, agissant en sens inverse sur la probabilité mesurée, puissent donner lieu aux phénomènes observés.

MAGNÉTISME. — *Théorie des courbes d'hystérésis.*
Note de M. **André Herpin**.

Dans cette théorie nous ne considérerons que deux processus d'aimantation : l'aimantation réversible introduite *a priori* et l'aimantation par déplacement irréversible des parois séparant des domaines de Weiss aimantés à 180° l'un et l'autre. On sait ([1]) que, pour qu'un tel déplacement se produise, il faut que le champ atteigne une certaine valeur $H_0$, qui est donnée par la formule

$$H_0 = \frac{1}{2 - J_S} (\mathrm{grad}\,\gamma)_{\max},$$

$\gamma$ désignant l'énergie attachée à une telle paroi à 180°.

Considérons une paroi séparant deux domaines dont l'aimantation fait avec le champ H l'angle $\theta$, pour qu'il y ait retournement, il faut que l'on ait

(1) $$H \cos\theta = H_0.$$

Le retournement apporte à l'aimantation moyenne, dirigée suivant H, la contribution $2VJ_S\cos\theta$, V désignant le volume du domaine retourné. Si l'on suppose la répartition des domaines isotrope, le nombre de domaines pour lesquels l'aimantation fait avec H un angle compris entre $\theta$ et $\theta + d\theta$ est $N\sin\theta\, d\theta$, et ces domaines apportent la contribution

(2) $$dJ = 2J_S\overline{V}N\sin\theta\cos\theta\, d\theta,$$

$\overline{V}$ représentant le volume moyen des domaines. D'où, en intégrant,

(3) $$J = J_S\overline{V}N\sin^2\theta = J_0\sin^2\theta$$

ou, d'après (1),

(4) $$J = J_0\left[1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2\right].$$

Cette formule n'est valable que pour $H > H_0$. Pour $H < H_0$ les domaines ne peuvent pas se retourner et $J = 0$.

---

([1]) W. Döring, *Zeits. f. Phys.*, 108, 1938, p. 137; R. Becker, *Ferromagnetismus*, p. 203, Berlin.

En ajoutant une contribution due à l'aimantation réversible, on obtient

$$J = \chi H \qquad \text{pour } H < H_0,$$
$$J = \chi H + J_0\left[1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2\right] \qquad \text{» } H > H_0.$$

Ceci représente la courbe de première aimantation ($J = 0$ pour $H = 0$).

Pour le cycle d'hystérésis lui-même, il nous faut remarquer que le nombre de domaines susceptibles de se retourner est le double de ce qu'il était pour la courbe de première aimantation. D'autre part on a, dans ce cas, $J = -J_0$ pour $H = 0$. On obtient donc ainsi pour tout le cycle

$$J = -J_0 + \chi H \qquad \text{pour } H \text{ croissant jusqu'à } H_0,$$
$$J = -J_0 + \chi H + 2J_0\left[1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2\right] \qquad \text{» » au delà de } H_0,$$
$$J = +J_0 + \chi H \qquad \text{pour } H \text{ décroissant jusqu'à } -H_0,$$
$$J = +J_0 + \chi H - 2J_0\left[1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2\right] \qquad \text{» » au delà de } -H_0.$$

Les courbes d'aimantation ainsi calculées présentent un caractère trop rigide. Nous avons réussi à éviter cet inconvénient en supposant que le champ limite $H_0$ n'était pas le même pour tous les domaines, ce qui est justifiable par la formule de définition elle-même; grad $\gamma$ n'a aucune raison pour être le même pour tous les domaines. Nous avons supposé que les champs limites étaient répartis suivant une loi de Gauss; le nombre de domaines dont le champ limite est compris entre $H_0$ et $H_0 + dH_0$ est alors

$$(5) \qquad dN = \frac{N}{\sqrt{2\,\overline{\Delta H_0^2}}}\, e^{-\frac{(H_0 - \overline{H}_0)^2}{2\,\overline{\Delta H_0^2}}}\, dH_0 = f(H_0 - \overline{H}_0)\, dH_0.$$

La contribution à l'aimantation des domaines pour lesquels $H_0$ est compris entre $H_0$ et $H_0 + dH_0$ est

$$dJ = 2J_0\left[1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2\right] f(H_0 - \overline{H}_0)\, dH_0.$$

Les domaines qui apportent leur contribution dans le champ H sont ceux pour lesquels $H_0$ est compris entre O et H. On a donc

$$J(H) = 2J_0 \int_0^H \left[1 - \left(\frac{H_0}{H}\right)^2\right] f(H_0 - \overline{H}_0)\, dH_0.$$

Le calcul a été achevé par une intégration graphique, pour différentes valeurs de l'écart quadratique moyen $\overline{\Delta H_0^2}$. On obtient ainsi un ensemble de courbes, et les courbes expérimentales s'intercalent très bien entre ces courbes théoriques.

Cette théorie permet de plus de comprendre un caractère assez curieux de l'effet Barkhausen; les discontinuités se produisent toujours pour une même valeur du champ, et ne dépendent pas de l'amplitude de variation du champ.

On peut en particulier faire l'expérience suivante : on aimante complètement un barreau vers la droite, puis on fait croître lentement le champ jusqu'à H vers la gauche. On observe l'effet Barkhausen. On annule le champ, puis on le fait croître vers la gauche au delà de H.

On n'observe d'effet Barkhausen qu'à partir de H, et l'effet ainsi observé en deux fois est exactement le même que celui qu'on observerait en une seule fois. Ceci montre bien l'exactitude de notre hypothèse de domaines se retournant brusquement pour une valeur déterminée du champ.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Combinaison de prismes à déviation constante pour le spectre visible, infrarouge et ultraviolet.* Note de M. **Jean-Raoul Picard**, transmise par M. Marcel Brillouin.

Si l'on place un prisme rectangle d'un certain angle (cet angle étant en fonction de l'indice de la masse réfringente et de la bande spectrale à analyser, comme il sera défini plus loin) de manière que son grand côté reçoive normalement un faisceau parallèle de lumière hétérogène, pour une radiation moyenne déterminée; le faisceau émergent arrivant normalement au grand côté d'un deuxième prisme de même angle, mais dont l'angle utile est opposé dans le même plan à celui du premier, le faisceau réfracté émergeant de ce deuxième prisme subira une translation latérale, la première déviation étant annulée par la seconde de valeur égale mais de sens opposé.

Mais, si l'on considère une radiation de longueur d'onde différente, émergeant du premier prisme, sa direction ne sera plus normale à la face d'incidence du second prisme. Le rayonnement le moins réfrangible sera le plus dévié par ce second prisme, tandis que le rayonnement plus réfrangible sera le moins dévié.

En effet, considérons trois faisceaux de rayons de longueur d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, issus du premier prisme, et d'indice tels que $n_{\lambda_1} < n_{\lambda_2}$ et $n_{\lambda_3} > n_{\lambda_2}, \ldots, \lambda_2$ étant le faisceau moyen $\lambda_1$ et $\lambda_3$ font avec celui-ci les angles $\alpha_1$ et $\alpha_2$.

Pour le faisceau moyen $\lambda_2$,

$$i_2 = 0, \qquad R_2 = 0, \qquad R'_2 = A,$$
$$\sin i'_2 = n_2 \sin R'_2 \mid, \qquad \ldots, \qquad \Delta_2 = I'_2 - i'_2 = 0, \qquad \mid I'_2 = i'_2 \mid.$$

Pour le faisceau le moins réfrangible $\lambda_1$,

$$i_1 = \alpha_1, \qquad R_1 = \frac{\sin i_1}{n_1},$$
$$R'_1 = A + R_1, \qquad \sin i'_1 = n_1 \sin R'_1 \mid, \qquad \Delta_1 = i'_1 - I'_1, \qquad \mid I'_1 < i'_1 \ldots R'_1 > A \mid.$$

Pour le faisceau le plus réfrangible $\lambda_3$,

$$i_3 = \alpha_2, \qquad R_3 = \frac{\sin i_3}{n_3},$$
$$R'_3 = A - R_3, \qquad \sin i'_3 = n_3 \sin R'_3 \mid, \qquad \Delta_3 = I'_3 - i'_3, \qquad \mid I'_3 > i'_3 \ldots R'_3 < A \mid.$$

L'angle **A** des prismes est donc choisi de telle sorte que pour le rayonnement

le plus réfrangible de l'intervalle, l'émergence dans le premier prisme soit tel que $n_3 \sin A < 1 + \mathcal{E}$ ($\mathcal{E}$ étant défini plus loin), tandis que le rayonnement le moins réfrangible doit émerger du deuxième prisme avec la condition

$$n_1 \sin(A + R_1) < 1 + \mathcal{E},$$

ce qui montre que les radiations d'indices supérieurs à l'intervalle choisi subissent la réflexion totale dans le premier prisme, tandis que celles d'indices inférieurs subissent la réflexion totale dans le deuxième prisme.

Si l'on fait pivoter le deuxième prisme suivant son centre de gravité et dans le plan de la figure 1 de manière à amener successivement tous les rayon-

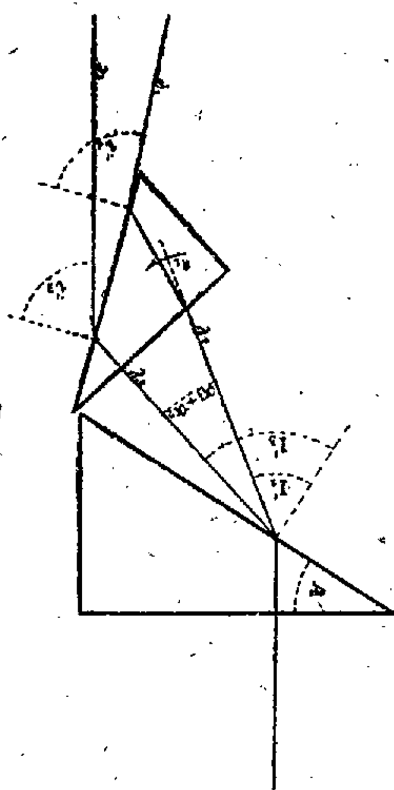


Fig. 1.

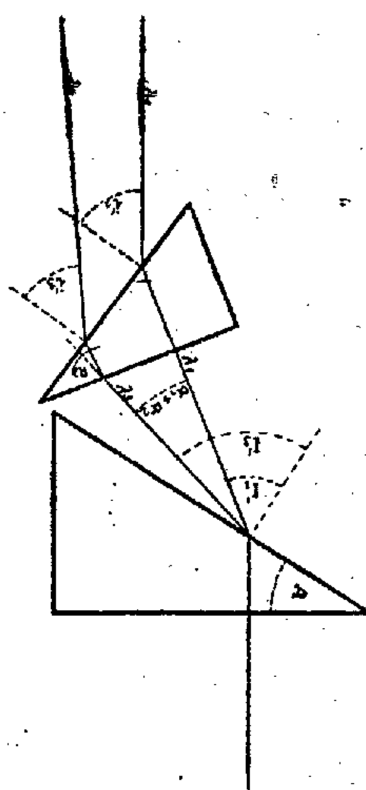


Fig. 2.

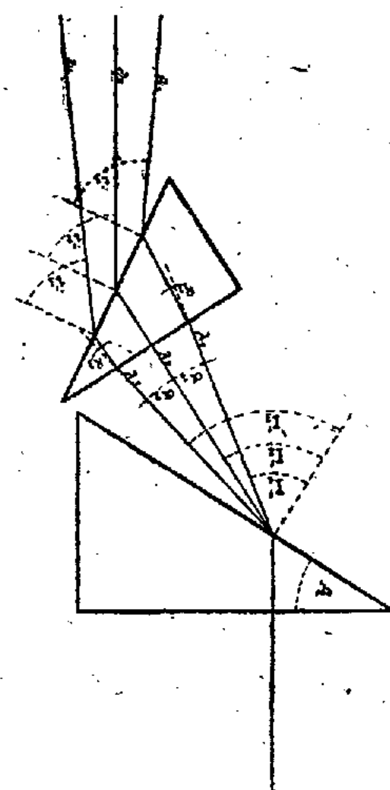


Fig. 3.

nements de l'intervalle normaux à sa face d'incidence, tous ces rayonnements seront tour à tour à la déviation nulle, c'est-à-dire au minimum de déviation, du système, tandis que la dispersion de l'ensemble sera variable suivant la radiation amenée au minimum de déviation.

Pour le rayonnement le moins réfrangible amené au minimum de déviation la dispersion de l'ensemble sera minimum et elle sera maximum pour le rayonnement le plus réfrangible.

Si $\lambda_1$ est au minimum de déviation (*fig.* 2), la dispersion est minimum. La déviation de la partie extrême $\lambda_3$ est représentée par

$$\sin i'_3 = n_3 \sin\left[\arcsin\left(\frac{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}{n_3} - A\right)\right] < n_3 \sin\left[\arcsin\left(\frac{\sin\alpha_2}{n_3} - A\right)\right] + n_1 \sin\left[\arcsin\left(\frac{\sin\alpha_1}{n_1} + A\right)\right] < \Delta_3 + \Delta_1 < 1 + \mathcal{E}.$$

Si $\lambda_3$ est au minimum de déviation (*fig.* 3), la dispersion est maximum; la

déviation de la partie extrême est représentée par

$$\sin i'_1 = n_1 \sin\left[\arc\sin\left(\frac{\sin(\alpha_1+\alpha_2)}{n_1}+A\right)\right] > n_1 \sin\left[\arc\sin\left(\frac{\sin\alpha_1}{n_1}+A\right)\right]$$
$$+ n_3 \sin\left[\arc\sin\left(\frac{\sin\alpha_2}{n_3}-A\right)\right] > \Delta_1+\Delta_3 \leq 1+\mathcal{E}.$$

$\mathcal{E}$ représente l'intervalle entre l'émergence rasante, la valeur maximum que peut prendre $\sin i'_1$ et $\sin I'_3$ et une direction pratique du rayon réfracté par l'un ou l'autre prisme.

Cette disposition est très avantageuse pour l'utilisation de toute la surface du prisme à l'incidence normale. A ouverture égale, elle permet une meilleure utilisation de la matière réfringente que dans le cas d'un prisme équilatéral où la face d'incidence est une section oblique du faisceau incident.

Dans le cas d'un train de deux prismes rectangles dont les faces hypoténuses sont opposées et où l'incidence est normale, elle évite la perte de lumière par réflexion par suite de la forte inclinaison du faisceau émergeant du premier prisme sur la face d'incidence du second; d'autre part elle a sur toutes les combinaisons connues l'avantage de donner une bonne correction des aberrations par opposition de celles-ci, avec la possibilité d'être utilisée indifféremment comme prisme à vision directe, équipage de spectroscope à déviation constante ou de monochromateur pour tout le spectre visible et invisible.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Nouvelle transition interdite de la molécule neutre d'azote*. Note [1] de Mme **Renée Herman**, transmise par M. Charles Fabry.

On observe fréquemment, dans les spectres des molécules diatomiques, des transitions interdites par la règle de sélection $\Delta S = 0$. C'est ainsi que le système $A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ de la molécule d'azote résulte d'une telle transition d'intercombinaison. La règle de sélection relative à la symétrie (transition interdite entre deux états de même symétrie) est, par contre, beaucoup plus rigoureuse [2]. Or il semble bien que les bandes 2281,47 Å (0,0); 2371,63 (0,1); 2569,6 (0,3); 2678,5 (0,4) et 2795,6 (0, 5) soient liées à une telle transition interdite. Ces bandes appartiennent à un nouveau système dont le niveau inférieur est $a^1\Pi_u$ (niveau supérieur des bandes de Lyman) et le niveau supérieur est situé à 112781 $cm^{-1}$.

W. Watson et P. G. Koontz ont observé, en émission, un autre système comprenant neuf bandes entre 990 et 1200 Å [3]. Le niveau supérieur de ce

---

(1) Séance du 19 juillet 1943.

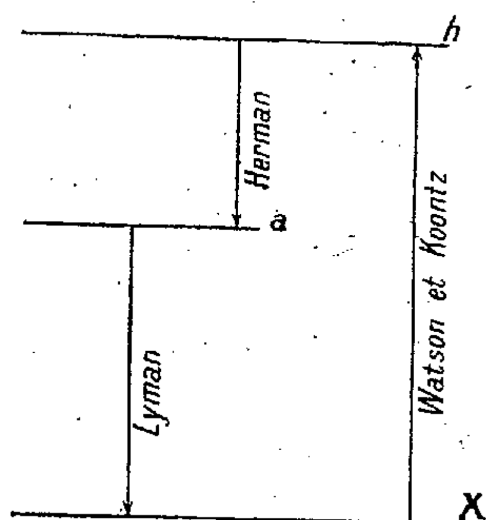
(2) Les bandes atmosphériques de l'oxygène constituent un des rares exemples d'une telle transition interdite par la règle $g - u$.

(3) *Phys. Rev.*, 46, 1934, p. 32.

système est à 112779 $cm^{-1}$, le niveau inférieur étant $X^1\Sigma_g^+$. Les niveaux supérieurs des deux systèmes ci-dessus semblent identiques, l'écart de 2 $cm^{-1}$ pouvant, en effet, provenir de la différence des constantes de rotation.

On a donc, en définitive, trois systèmes : 1° $a - X$ (Lyman), 2° $h - X$ (Watson et Koontz) et 3° $h - a$. Ces transitions deux à deux entre trois niveaux entraînent nécessairement, pour l'une d'elles, la violation de la règle de sélection de symétrie, quel que soit le niveau $h$.

L'existence de ces trois niveaux montre que les bandes de Lyman peuvent être émises par fluorescence. En effet, l'absorption d'un rayonnement de très courte longueur d'onde, correspondant aux bandes de Watson et Koontz, portera la molécule du niveau X au niveau $h$ à partir duquel il pourra y avoir excitation du système de Lyman à la suite de l'émission du système $h - a$ (*voir* schéma ci-dessous).




Les probabilités des trois transitions interviendront alors dans l'expression finale de l'intensité des bandes de Lyman ainsi excitées. Il doit en résulter un écart sensible au principe de Franck-Condon, du moins dans le cas des pressions suffisamment faibles.

De plus, nous avons déjà signalé une autre transition aboutissant au même niveau $a$ pouvant intervenir également pour enrichir certains niveaux de vibration de cet état électronique ([4]).

Ces considérations ne suffisent pas à expliquer les anomalies qui se présentent dans un gaz sous une pression de quelques dizaines de millimètres de mercure. La décharge électrique à travers de l'azote pur sous faible pression excite l'émission de l'extrémité ultraviolette du système de Lyman (pour un spectrographe dans l'air). Les longueurs d'onde des bandes qui apparaissent ainsi sur nos clichés appartiennent aux séquences $v'' - v' = 9$ et 10 et figurent dans le tableau ci-dessous.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| 2108,1 | 2125,9 | 2144,0 | 2198,7 | 2216,6 | 2234,8 |
| (4,13) | (5,14) | (6,15) | (4,14) | (5,15) | (6,16) |

([4]) *Société française de Physique*, séance du 5 mai 1943.

Les positions des têtes des bandes (5,14) et (6,15) ont déjà été déterminées par Appleyard.

Les bandes suivantes, correspondant à $v' > 6$, sont invisibles ou très faibles sur nos clichés. Ceci s'explique par la dissociation de la molécule en deux atomes $^4S$ et $^2D$. En effet le niveau $v' = 6$ de l'état $a$ est à 9,69 V et le niveau $v' = 7$ est à 9,88 V; or l'énergie de dissociation de l'état fondamental X (en deux atomes $^4S$) est 7,35 V, et l'énergie d'excitation de l'atome $^2D$ est 2,37 V, ce qui fournirait, pour l'énergie de dissociation de $a$, dans notre hypothèse, $7,35 + 2,37 = 9,72$ V, valeur comprise entre les deux niveaux ci-dessus ([5]).

L'aspect du système de Lyman est entièrement modifié lorsque la densité du courant diminue et que la pression augmente jusqu'à des valeurs de l'ordre de 10 à 20 mA de mercure. Les séquences à $v'' - v' = 9$ et 10 se prolongent alors, faisant apparaître une exaltation considérable des bandes provenant des niveaux de vibration $v' > 6$. L'effet signalé ci-dessus, attribué à la dissociation, disparaît complètement.

De telles exaltations sont connues également pour les premiers groupes positif et négatif ainsi que pour le système A — X d'intercombinaison. On ne peut les attribuer à un changement de répartition du nombre de molécules au niveau supérieur, dû à une élévation de température. On a probablement une excitation par choc ionique et une émission forcée.

Cette perturbation du processus de l'émission, sous l'influence du champ électrique de l'ion, expliquerait également la violation des règles de sélection $g - u$ (dans le nouveau système) et $\Delta S = 0$ (dans le système A — X), donnant lieu à une émission relativement intense.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Une cellule photoélectrique très sensible pour l'ultraviolet extrême.* Note de M. **Joseph Mattler**, présentée par M. Charles Maurain.

Nous avons montré ([1]) que les compteurs de photons, fabriqués par R. Audubert et Van Doormal avec de l'iodure cuivreux comme substance photosensible ([2]), ont donné de très bons résultats, au point de vue de la sensibilité absolue. Il nous a donc paru intéressant de construire, avec cette substance, des cellules photoélectriques normales (photoémissives) et d'étudier leurs propriétés et leurs caractéristiques.

La couche épaisse d'iodure cuivreux est déposée, sur un support en cuivre,

---

([5]) Kaplan et Levanas (*Phys. Rev.*, 46, 1934, p. 331) ont signalé un affaiblissement de ce système pour $v' = 8$, résultat que nous n'avons pas retrouvé.

([1]) J. Mattler, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 760.

([2]) R. Audubert et Van Doormal, *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 1883.

par distillation du corps dans le vide à la température de 700° environ. Après refroidissement, elle se présente sous forme d'un agrégat de petits cristaux.

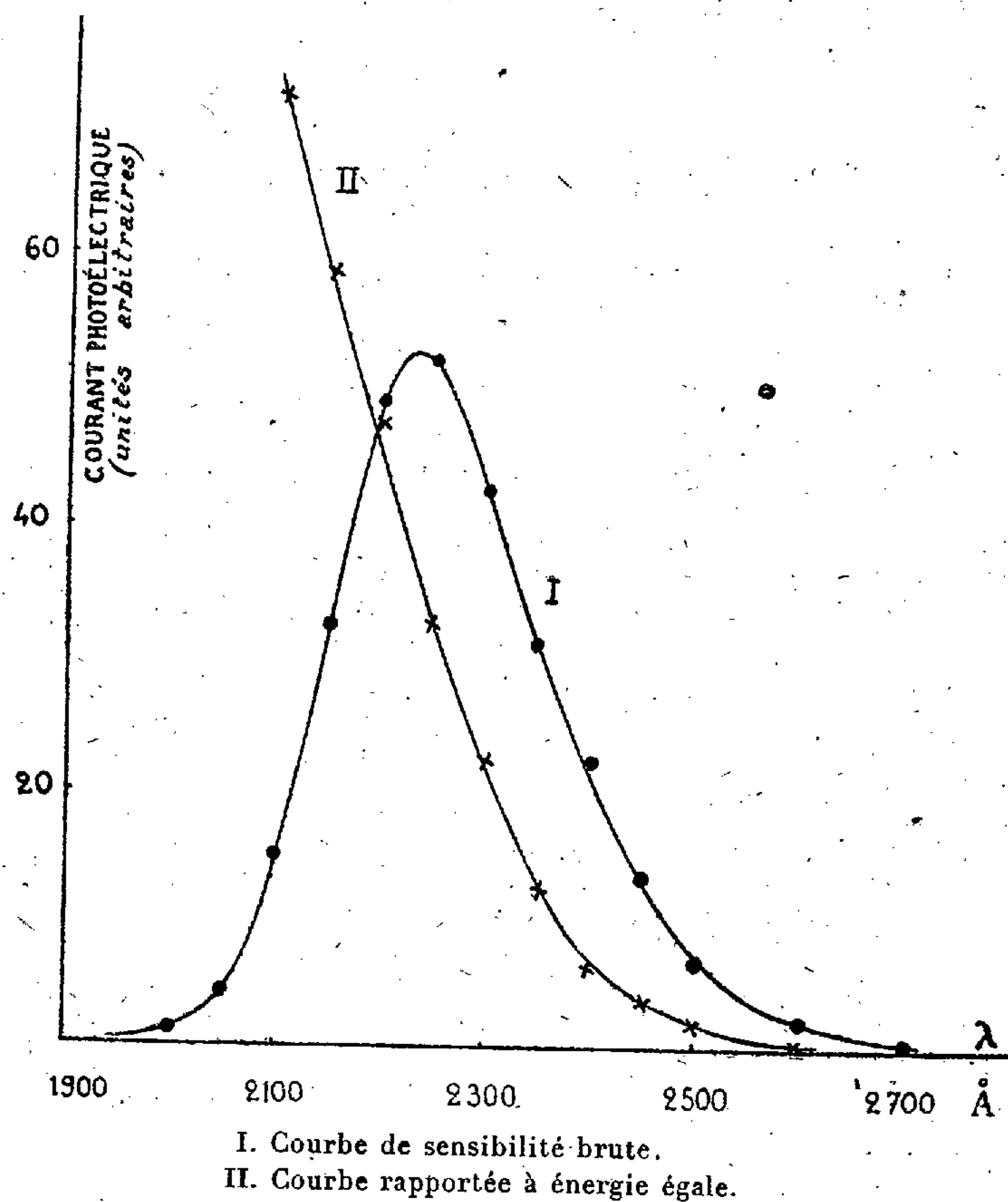
La mesure des courants photoélectriques a été faite, soit directement à l'aide d'un galvanomètre, soit indirectement après amplification par une triode-électromètre.

1° *Caractéristiques.* — Nous avons étudié les caractéristiques de cellules à vide et de cellules remplies de différents gaz (argon, hydrogène, air).

Le courant photoélectrique est proportionnel au flux incident pour les cellules à vide, tandis qu'il augmente légèrement plus vite que ce dernier avec les cellules à atmosphère gazeuse, dans le domaine des flux lumineux utilisés (flux monochromatiques faibles variant dans le rapport de 1 à 25).

Les caractéristiques courant-tension sont également classiques : saturation rapide pour les cellules à vide ; courbe qui croît très fortement pour les cellules à gaz entre 0 et 180 volts et dont la forme dépend de la pression du gaz.

2° *Sensibilité spectrale.* — Pour l'étudier nous avons utilisé un monochromateur à optique de quartz de Jobin et Yvon, et comme source lumineuse un tube à hydrogène de Chalonge et Lambrey.




I. Courbe de sensibilité brute.
II. Courbe rapportée à énergie égale.

Sur la figure sont tracées, d'une part la courbe brute obtenue en plaçant la cellule derrière la fente de sortie du monochromateur et en notant le courant

photoélectrique $i$ correspondant à chaque longueur d'onde, d'autre part les valeurs de l'émission photoélectrique $\sigma_\lambda = i/w$, où $w$ est l'énergie lumineuse incidente mesurée à l'aide d'une pile thermoélectrique associée à un thermo-relais de Moll (¹). La mesure de l'énergie absolue a pu être effectuée jusqu'à 2100 Å seulement. On voit que, jusqu'à cette longueur d'onde, le courant photoélectrique est constamment croissant : l'iodure cuivreux présente donc vraisemblablement l'effet photoélectrique normal.

Pour des cellules fabriquées apparemment de façon identique, des différences ont quelquefois été observées dans les courbes de sensibilité spectrale, qui se traduisaient par un léger déplacement de la courbe vers les grandes longueurs d'onde, dû probablement aux gaz adsorbés.

La simple introduction des gaz que nous avons cités plus haut ne modifie pas la courbe, mais la sensibilité est grandement augmentée par suite de l'ionisation par choc; cette amplification est maximum pour des pressions de quelques dixièmes de millimètre de mercure.

L'hydruration de la cathode déplace le seuil vers les grandes longueurs d'onde, mais la sensibilité diminue beaucoup.

En conclusion, cette nouvelle cellule à photocathode de CuI, par suite de sa très grande sensibilité et de sa réalisation relativement facile, peut servir à la détection et à la mesure de la lumière ultraviolette entre 1900 Å et 2600 Å, domaine où les dispositifs classiques sont peu sensibles. Vu la position de son seuil, l'emploi en est particulièrement indiqué quand il existe de la lumière parasite de grande longueur d'onde ($\lambda > 3000$ Å) dans le faisceau ultraviolet.

RADIOACTIVITÉ. — *Premières mesures de l'intensité d'un générateur de neutrons.* Note de MM. **Max Morand** et **Eugène Cotton**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'un de nous (¹) a réalisé un nouveau générateur de neutrons caractérisé par un rendement très élevé en ions atomiques, dont le faisceau peut transporter, sur la cible, une intensité nette de plus d'un milliampère. Ce résultat a été obtenu grâce à deux perfectionnements techniques. D'une part le diamètre du trou par lequel les ions sortent de la cathode a pu être porté à $1^{cm}$, grâce à l'utilisation d'une pompe dont la vitesse de pompage est de 1250 l/sec (²); d'autre part, la trajectoire des ions a été déterminée par le calcul et l'expérience, de manière à produire le maximum possible d'ions atomiques et à les concentrer sur la cible. Une circulation en circuit fermé permet d'utiliser en permanence toujours la même quantité de deutérium.

---

(¹) Max Morand, *Cahiers de Physique*, 1, 1941, p. 1; 4, 1941, p. 61; *Société Française de Physique, Section de Lyon*, réunions des 14 avril 1943, 9 juin 1943, 2 juillet 1943.

(²) Max Morand, *Cahiers de Physique*, 11, 1942, p. 74.

Nous avons bombardé une cible de LiOH avec des deutérons ayant une énergie d'environ 125 keV, leur intensité étant de 0,72 milliampère. Avec les neutrons ainsi produits, ralentis par de la paraffine, nous avons activé une lame d'argent pur (dimensions $5 \times 5 \times 0^{cm},004$), en l'irradiant pendant 3 minutes. Nous avons mesuré l'activité de cette lame au moyen d'un compteur de Geiger-Müller à paroi métallique mince. Nous avons comparé cette activité à celle que produit, sur la même lame, une source de Rn + Be de 330 millicuries placée dans les mêmes conditions géométriques et agissant pendant la même durée. L'intensité en neutrons du générateur a été ainsi trouvée équivalente à 96 millicuries de Rn + Be. Ces premières mesures peuvent comporter une erreur de l'ordre de 10 %.

Cette intensité paraît sensiblement plus élevée que celle que devrait donner une cible de Li — OH sans occlusion de deutérium; on peut en effet calculer que cette intensité serait de l'ordre de $13^{m}$ Rn + Be. Ce résultat n'a d'ailleurs rien de surprenant, car une émission appréciable de neutrons (par suite de la réaction D + D), due au deutérium occlus dans la cible du fait de son bombardement, a été déjà constatée pour des intensités du faisceau incident de l'ordre de 0,1 milliampère ([3]). Nous nous proposons maintenant d'augmenter progressivement la tension d'accélération en utilisant le générateur à haute tension que nous avons réalisé ([4]), de manière à obtenir des sources de neutrons beaucoup plus intenses.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur le rayonnement γ de l'actinium et de l'actinium* K. Note ([1]) de M. **Marcel Lecoin**, M^lle **Marguerite Perey** et M. **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Deux d'entre nous ont indiqué que le rayonnement β émis par Ac dans la transition Ac → RAc se présente comme une bande d'énergie comprise entre 10 et 25 ekV, et ont émis l'hypothèse que ce rayonnement était d'origine secondaire ([2]).

Pour éclaircir la nature de ces rayons β, nous avons étudié le rayonnement γ émis par Ac + AcK au moyen de l'ionisation produite dans une chambre à xénon, construite par l'un de nous, dont l'efficacité est maxima pour les rayonnements γ mous de 20 et 90 ekV ([3]). Nous avons utilisé une source de lanthane actinifère de 8 millicuries, privé de ses dérivés à vie longue suivant une méthode déjà décrite ([4]). La partie du rayonnement utilisée dans la

---

([3]) R. Döpel, *Zeits. f. Physik*, **104**, 1937, p. 606.
([4]) Max Morand et Eugène Cotton, *Cahiers de Physique*, **12**, 1942, p. 76.

([1]) Séance du 26 juillet 1943.
([2]) M. Lecoin et M^lle Perey, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 106.
([3]) Tsien San-Tsiang, *J. Phys. et Rad.*, **3**, 1942, p. 1.
([4]) M^lle Perey, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 97; *J. Phys. et Rad.*, **10**, 1939, p. 435.

chambre à xénon correspondait à un angle solide $1,53.10^{-2}$ stéradian. Le rayonnement β émis par la source était éliminé par un passage dans un champ magnétique perpendiculaire suffisamment intense.

L'analyse de la courbe d'absorption dans Al indique l'existence de trois composantes correspondant à trois groupes de rayons γ : $\gamma_A$, $\gamma_B$, $\gamma_C$, dont l'énergie serait 15,6, 36 et 98 ekV, et la proportion des intensités 140 : 1 : 5.

Opérant ensuite avec une source d'AcK pur, préparé à partir de la même source d'actinium, suivant une technique déjà publiée ([4]), nous avons montré que, compte tenu de la décroissance d'AcK, la courbe d'absorption du rayonnement γ dans Al montre deux composantes de 15,3 et 95 ekV, le rapport des intensités de chaque composante étant 2. L'intensité du groupe de 95 ekV d'AcK ramenée à l'instant de la séparation Ac/AcK, est environ 70 % de l'intensité trouvée pour $\gamma_C$. Il est difficile d'apprécier le rendement de la séparation chimique des deux corps, mais il doit être de cet ordre de grandeur. Il est donc raisonnable d'attribuer $\gamma_C$ à AcK, un travail antérieur avait d'ailleurs déjà signalé l'existence de cette raie ([5]). Le groupe $\gamma_A$ serait l'ensemble des spectres L des rayons X de RAc et d'AcX, produits de désintégration d'Ac et d'AcK. Le groupe $\gamma_B$ serait attribué à Ac seul.

Pour confirmer l'existence de la faible raie $\gamma_B$ et préciser son énergie, nous avons déterminé l'absorption des rayons γ d'Ac + AcK par des écrans de différents éléments ([6]), dont le numéro atomique varie de ${}_{48}Cd$ à ${}_{62}Sm$ et la discontinuité K est comprise entre 27 et 47 ekV. Ces écrans, formés par des combinaisons de ces éléments avec d'autres éléments de faible numéro atomique, avaient des masses superficielles rapportées aux éléments considérés de 70 mg/cm². Les résultats sont groupés dans le tableau suivant :

| Élément | ${}_{48}Cd$. | ${}_{50}Sn$. | ${}_{51}Sb$. | ${}_{52}Te$. | ${}_{53}I$. | ${}_{55}Cs$. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Discontinuité K(ekV) ([7]) | 26,75 | 29,23 | 30,51 | 31,83 | 33,18 | 36,01 |
| Courant d'ionisation observé en unité arbitraire | 14,3 | 14,0 | 13,8 | 13,8 | 13,6 | 13,4 |

| Élément | ${}_{56}Ba$. | ${}_{57}La$. | ${}_{58}Ce$. | ${}_{59}Pr$. | ${}_{60}Nd$. | ${}_{62}Sm$. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Discontinuité K(ekV) | 37,47 | 38,95 | 40,46 | 42,00 | 43,54 | 46,86 |
| Courant d'ionisation observé en unité arbitraire | 14,6 | 14,5 | 14,4 | 14,4 | 14,2 | 14,0 |

En passant de Cs à Ba, le courant d'ionisation augmente au lieu de diminuer, ce qui indique nettement l'existence d'une raie dont l'énergie est comprise entre 36,0 et 37,5 ekV. L'existence de la raie $\gamma_B$ est ainsi confirmée, son

([5]) Mlle PEREY et M. LECOIN, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 893.

([6]) TSIEN SAN-TSIANG, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 765.

([7]) M. SIEGBAHN, *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, 1931. En adoptant la nouvelle valeur $E\lambda = 12,39$, où $E$ = l'énergie de quantum γ en ekV et $\lambda$ = la longueur d'onde du rayon γ en Å.

énergie étant 36,8 ± 0,7 ekV. Son origine est bien due à Ac, car la même expérience répétée avec AcK, RAc et AcX n'a montré aucune irrégularité du courant d'ionisation.

Les valeurs absolues du nombre de quanta calculées à partir de ces données sont :

| | Ac. | |
|---|---|---|
| | $\gamma_B$. | $X_L$. |
| Energie (ekV) | 36,8 ± 0,7 | 15,6 ± 1,5 |
| Quanta par 100 désintégrations | 0,25 ± 0,10 | 40 ± 15 |

| | AcK. | |
|---|---|---|
| | $\gamma_L$. | $X_L$. |
| Énergie (ekV) | 95 ± 5 | 15,3 ± 1,5 |
| Quanta par désintégration | 1,0 ± 0,5 | 1,8 ± 1,0 |

en admettant que le rapport d'embranchement Ac → AcK soit 1,2 % ([2]).

La coïncidence des énergies des rayons γ ainsi trouvées avec les résultats obtenus par la chambre de Wilson à basse pression permet de conclure que l'actinium émet un rayonnement γ de 37 ekV. Ce rayonnement est extrêmement converti dans les niveaux L. Les électrons de conversion interne ont une énergie comprise entre 16 et 20 ekV et le remplissage des couches L par les électrons des couches extérieures est accompagné par l'émission du spectre L de rayons X de RAc, d'énergie comprise entre 13 et 17 ekV. En tenant compte du rendement de fluorescence du spectre L (∼ 40 %), nous devons nous attendre à ce que chaque désintégration d'Ac laisse le noyau de RAc à l'état excité (37 ekV). La transition à l'état fondamental s'accomplit soit par émission du quantum γ (> 1 %), soit par émission de l'électron secondaire (∼ 100 %). A première vue, ce résultat est difficilement conciliable avec celui trouvé par la chambre de Wilson, où l'on a trouvé seulement un électron émis pour 12 désintégrations d'actinium.

EFFET RAMAN ET CHIMIE. — *La fréquence caractéristique des doubles liaisons dans les systèmes conjugués.* Note de M. **Albert Kirrmann**, présentée par M. Marcel Delépine.

On sait que les systèmes érythréniques présentent dans leurs spectres Raman un abaissement de la fréquence propre de la liaison éthylénique. L'observation a été généralisée à d'autres systèmes de doubles liaisons en position conjuguée. Ainsi, dans l'acroléine, les fréquences sont de 1618 et 1693 cm⁻¹, au lieu de 1647 et 1720 dans le cas des groupes éthyléniques et carbonyle non influencés (propylène et propanal). Le fait se vérifie dans de nombreux exemples, en particulier pour des doubles liaisons conjuguées avec un noyau benzénique. Les liaisons triples (C≡C et C≡N) donnent des variations analogues.

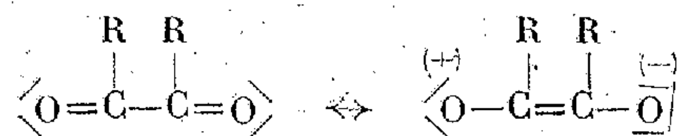
Pourtant le phénomène n'est pas général. L. Piaux ([1]) a attiré l'attention sur le fait que la dépression de fréquence existe toujours lorsque l'une au moins des deux liaisons multiples intéresse uniquement le carbone (groupes éthylénique, acétylénique, benzénique), l'autre étant quelconque (carbonyle, nitrile). Lorsque, au contraire, les deux composantes sont dissymétriques ($\alpha$-dicétones, éthers oxaliques, cyanogène) il y a plutôt exaltation de la fréquence. Cette opposition entre deux types de systèmes conjugués est d'autant plus frappante qu'elle n'existe pas pour d'autres propriétés optiques (réfraction moléculaire, absorption ultraviolette).

L'interprétation des faits paraît justiciable de la notion de mésomérie dans le sens d'Arndt et B. Eistert ([2]). Un système conjugué peut tendre vers une forme mésomère par déplacement des doublets électroniques :



(Dans ces formules, chaque trait représente un doublet, qu'il forme une liaison ou qu'il appartienne en propre à un atome.)

La répartition effective des électrons est intermédiaire entre celles que représentent les deux formules-limites. Il en résulte une diminution de ce que L. Pauling ([3]) appelle le *caractère de double liaison*. Cela implique un affaiblissement de la liaison, donc un abaissement de la fréquence Raman. Mais cette mésomérie ne peut pas se produire lorsque la nature de l'atome A s'oppose à la formation d'une charge positive. Ainsi, dans les $\alpha$-dicétones, l'oxygène prendrait difficilement une charge positive



Il n'y aura donc pas d'effet mésomère, mais uniquement l'effet induit de l'un des atomes d'oxygène sur l'autre groupe carbonyle. Cet effet induit doit être de même sens que celui de l'halogène dans les aldéhydes $\alpha$-halogénés. Effectivement, ces composés présentent toujours une exaltation ([4]).

Le spectre ultraviolet, qui reflète les niveaux d'excitation électronique et non les forces de liaison entre les atomes, n'est pas justiciable des mêmes effets.

Le contrôle expérimental de cette conception sera particulièrement probant dans un système non éthylénique, symétrique comme les $\alpha$-dicétones, mais

---

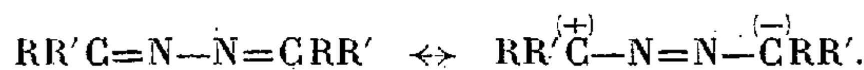
([1]) *Ann. Chim.*, 4, 1935, p. 207.

([2]) *Tautomerie und Mesomerie*, Stuttgart, 1938.

([3]) *The Nature of Chemical Bond*, New-York, 1940.

([4]) Kirrmann et Lichtenberger, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1259.

dont les atomes extrêmes seraient susceptibles de porter les charges qu'implique la mésomérie indiquée. Il en est ainsi des azines :



La fréquence-type du groupe C=N non perturbé, voisine de celle des imines ([5]), a été déterminée par l'étude de deux hydrazones RR'C=N—NH². Elle est de 1650 $cm^{-1}$. Les deux cétazines étudiées ont donné 1628 et une aldazine 1624. On observe donc effectivement un abaissement de fréquence, même dans ce cas où aucune des doubles liaisons n'est éthylénique.

La réfraction moléculaire des deux hydrazones est normale, si l'on adopte la valeur 0,95 pour l'incrément de la liaison C=N ([5]). Les trois azines présentent une exaltation d'environ 0,8 et se comportent donc comme tous les systèmes conjugués.

La structure des corps préparés a été vérifiée par leurs transformations réciproques : l'hydrazone, avec un excès de cétone, a formé l'azine; inversement, l'azine a redonné l'hydrazone par ébullition avec l'hydrazine ([6]). Voici leurs constantes et leurs spectres :

$(CH^3)^2C{=}N{-}NH^2$. $É_{61}$ 56-58°; $d^{15}$ 0,900; $n_D^{15}$ 1,4645; spectre, 328 af fl; 392 f fl; 509 tf fl; 596 aF; 800 m fl; 1016 f fl; 1240 tf; 1315 f fl; 1380 m; 1443 F; 1651 F; 2914 af.

$[(CH^3)^2C{=}N{-}]^2$. $É_{36}$ 50-51°; $d^{15}$ 0,844; $n_D^{15}$ 1,457; spectre, 323 af; 359 f; 466 m; 548 m; 844 af; 932 af fl; 979 f; 1082 f; 1108 aF; 1266 f; 1379 F; 1439 F fl; 1628 ± 17 F; 2918 F; 2950 m; 2996 tf.

$(CH^3)(C^2H^5)C{=}N{-}NH^2$. $É_{19}$ 51-52°; $d^{24}$ 0,875; $n_D^{24}$ 1,460; spectre, 602 f fl; 777 af fl; 951 f; 1005 f; 1072 tf; 1269 f; 1340 tf; 1440 m; 1464 f; 1649 aF fl.

$[(CH^3)(C^2H^5)C{=}N{-}]^2$. $É_{15}$ 60°; $É_{730}$ 169-171°; $d^{21}$ 0,836; $n_D^{21}$ 1,455; spectre, 827 f fl; 928 f fl; 1003 m fl; 1077 tf; 1113 aF; 1266 m; 1328 f; 1379 f; 1435 aF l; 1460 tf; 1625 ± 13 TF; 2881 m fl; 2918 af.

$[CH^3{-}CH{=}N{-}]^2$. $É_{730}$ 94-95°; $d^{13}$ 0,840; $n_D^{13}$ 1,448; spectre, 372 af; 496 F; 903 aF; 1026 m; 1146 m; 1339 F; 1385 m; 1438 F fl; 1624 F; 2917 F; 2954 f.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Adsorption de l'ion sélénieux par divers précipités. Application.* Note de MM. **Martial-Félix Taboury** et **Jean Queuille**, présentée par M. Marcel Delépine.

En vue de déceler et de doser le sélénium existant à l'état d'ion sélénieux en solution très diluée, nous avons cherché, parmi un certain nombre de substances, celles qui étaient susceptibles d'adsorber le plus facilement cet ion. La présente Note a pour but d'indiquer les résultats obtenus dans cette voie.

Nos essais ont porté sur les hydroxydes ferriques, d'aluminium et de glucinium, les carbonates basiques de zinc et de magnésium, et enfin sur les produits d'hydrolyse de l'acétate ferrique ainsi que de l'acétate chromique.

---

([5]) Kirrmann et Laurent, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 6, 1939, p. 1657.
([6]) Staudinger, *Ber. d. chem. Ges.*, 49, 1916, p. 1904.

L'hydroxyde ferrique, obtenu par précipitation au moyen de l'ammoniaque d'une solution de chlorure ferrique (débarrassé des ions chlore et ammonium), après contact de 24 heures avec une solution de sélénite de sodium ou d'acide sélénieux, adsorbe une partie des ions sélénieux. Les résultats sont médiocres et non concordants pour une même opération répétée.

La précipitation de l'hydroxyde ferrique par la soude, la potasse, la baryte, l'ammoniaque, le carbonate de sodium, au sein même de la solution sélénieuse, a conduit à des résultats médiocres, dus vraisemblablement à des valeurs différentes du pH en fin d'opération.

Les hydroxydes d'aluminium, de glucinium, les carbonates basiques de zinc ou de magnésium (ces derniers obtenus par ébullition des solutions de bicarbonates) se sont montrés de mauvais adsorbants de l'ion sélénieux.

Il n'en a pas été de même lorsque nous nous sommes adressés au produit de l'hydrolyse de l'acétate ferrique formé au sein même de la liqueur sélénieuse.

Le mode opératoire a été le suivant : à $1^l$ d'eau contenant le sélénium (0,2 à $20^{mg}$ par litre de sélénium à l'état d'ion sélénieux), on ajoute un volume convenable d'une solution concentrée de chlorure ferrique pour libérer une quantité de précipité contenant de 60 à $240^{mg}$ de $Fe^2O^3$, selon la quantité d'ion sélénieux à adsorber. On porte à l'ébullition, puis on ajoute un volume suffisant d'une solution d'acétate de sodium pour obtenir un précipité facile à filtrer. On filtre à l'ébullition. Dans ces conditions le pH en fin d'opération est pratiquement constant et égal à 6. La même opération répétée plusieurs fois fournit des résultats identiques.

Le dosage du sélénium dans le précipité s'effectue de la façon suivante : le précipité ayant adsorbé l'ion sélénieux est dissous dans la plus petite quantité possible d'acide chlorhydrique. L'addition, à la liqueur obtenue, d'une solution chlorhydrique de chlorure stanneux réduit le sel ferrique à l'état ferreux et libère à l'état colloïdal le sélénium que l'on dose colorimétriquement par comparaison avec des solutions types.

Le phénomène d'adsorption suit la loi de Freundlich $x/m = Kc^{1/n}$, où $x$ est la masse adsorbée, exprimée en milligrammes de $SeO^2$; $m$ la masse de l'adsorbant exprimée en milligrammes de $Fe^2O^3$; $c$ la concentration de la solution exprimée en milligrammes de $SeO^3$ par litre et $n$ un nombre positif.

La valeur de $1/n$ que nous avons trouvée, égale à 0,5 environ, caractérise un phénomène d'adsorption modéré.

La filtration à froid au bout de 24 heures augmente très légèrement la quantité d'ion sélénieux adsorbé. Ainsi, sur $40^{mg}$ de sélénium mis en expérience sous forme d'ion sélénieux, 39,2 ont été adsorbés à chaud et 39,5 à froid.

Le chlorure de sodium, le nitrate de sodium en solution dans la liqueur à étudier sont sans action sur le phénomène. Il n'en est pas de même du sulfate de sodium qui, à faible dose, réduit un peu la quantité adsorbée, et, à des doses

plus élevées, entrave la précipitation et la filtration. Le carbonate de sodium doit être éliminé par addition d'un peu d'acide chlorhydrique.

En remplaçant le chlorure ferrique par un sel chromique, les résultats sont analogues à ceux que fournissent les sels ferriques, mais on est obligé d'ajouter, toutes choses égales d'ailleurs, dix fois plus d'acétate de sodium. D'autre part, lors de la réduction de l'ion sélénieux par le chlorure stanneux, le sel chromique, non réduit, ne permet pas d'effectuer des dosages colorimétriques du sélénium.

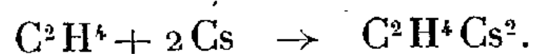
Enfin le coefficient $1/n$ de la relation de Freundlich, égal à 0,6, indique un phénomène moins énergique qu'avec les sels ferriques.

Nous avons appliqué cette méthode de concentration des ions sélénieux à partir des sels ferriques au dosage du sélénium dans les eaux de La Roche-Posay. Elle nous a fourni d'excellents résultats.

CHIMIE MINÉRALE. — *Action du cæsium sur l'éthylène.* Note de MM. **Louis Hackspill** et **Raymond Rohmer**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les résultats obtenus antérieurement, en faisant agir du cæsium sur l'oxyde de carbone [1], nous ont conduits à faire des essais en remplaçant l'oxyde de carbone par l'éthylène.

Dans un appareil entièrement en verre, à l'abri de toute trace d'air, un volume connu d'éthylène pur et sec est mis en présence d'une quantité déterminée de cæsium, préparé par la méthode que l'un de nous a mise au point [2]. Pour augmenter la vitesse de réaction, on maintient la température du cæsium vers 45° et l'on renouvelle souvent le contact entre le métal et l'éthylène, grâce à un mouvement de va-et-vient du gaz, réalisé au moyen de deux niveaux variables à mercure. Les petites gouttelettes de cæsium se transforment peu à peu en minces taches solides, de couleur brune. La pression de l'éthylène diminue rapidement au début, pendant les deux premiers jours, et tend vers une limite. Celle-ci est atteinte, en partant de $0^g,5$ de métal, après 6 à 8 jours, à 45°, ou après 6 semaines à température ordinaire, et correspond à l'absorption de 1 mol-g d'éthylène pour 2 at-g de cæsium, suivant la réaction



$$C^2H^4 + 2Cs \rightarrow C^2H^4Cs^2.$$

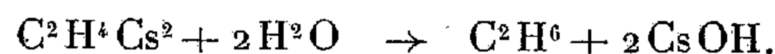
On opère en présence d'un excès de gaz; tout le cæsium entre en réaction.

La formation du corps $C^2H^4Cs^2$ est inattendue. On connaît bien des composés d'addition de l'éthylène avec l'hydrogène et les corps électronégatifs, mais aucun composé métallique. Par contre Berthelot [3] et

(1) L. Hackspill et L. van Altena, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1818.
(2) L. Hackspill, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 9, 1911, p. 447.
(3) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 4e série, 9, 1866, p. 402.

Moissan [4] ont obtenu des dérivés métalliques des carbures acétyléniques par addition du sodammonium sur l'acétylène au sein de l'ammoniac liquide, mais il s'agit dans ce cas de dérivés de substitution et non d'addition. Ceux-ci ne se font d'ailleurs pas avec l'éthylène; au plus a-t-on pu observer la fixation de deux atomes de sodium sur le tétraphényléthylène, mais encore par substitution.

*Action de l'eau sur* $C^2H^4Cs^2$. — On fait agir la vapeur d'eau, à température ordinaire, sur le composé $C^2H^4Cs^2$, au-dessus duquel on a fait le vide. Il s'établit dans l'appareil une pression gazeuse qui augmente lentement et atteint une valeur fixe après une quinzaine de jours. Le gaz formé se liquéfie vers — 88°. Lors des premiers essais, une partie du gaz formé ne se condensait pas dans l'air liquide. C'était de l'hydrogène, provenant de l'attaque par la vapeur d'eau de cæsium, enrobé dans $C^2H^4Cs^2$; en effet, pour un même volume gazeux formé, la quantité d'hydrogène variait d'une expérience à l'autre. Nous avons caractérisé le gaz obtenu par analyse eudiométrique et combustion lente. C'est de l'éthane, dont le point de liquéfaction — 88°,3 s'accorde d'une manière satisfaisante avec la valeur trouvée. La réaction de formation s'écrit



$$C^2H^4Cs^2 + 2H^2O \rightarrow C^2H^6 + 2CsOH.$$

Fait curieux, cette réaction, comme la première, se fait avec un rendement de 100 %, à condition toutefois d'opérer en présence d'un excès d'eau.

En résumé, l'action du cæsium sur l'éthylène conduit, par simple addition, à la formation d'un corps solide $C^2H^4Cs^2$ qui s'hydrolyse quantitativement pour donner de l'éthane.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur un complexe des anhydrides sulfurique et azotique qui se dissocie en libérant de l'acide azotique.* Note [1] de M. **Maurice Dodé**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'addition d'anhydride sulfurique à de l'acide azotique à 100 % refroidi vers — 10° conduit à la formation d'une combinaison cristallisée ($5SO^3$, $2N^2O^5$, $2H^2O$) qui a la curieuse propriété de se dissocier, sous l'action de la chaleur, en libérant de l'acide azotique et non de l'anhydride, malgré sa forte teneur en anhydride sulfurique.

Ce composé se dépose sur les parois du vase à réaction dès que la teneur en anhydride sulfurique atteint $0^{mol},6$ de $SO^3$ par molécule d'acide azotique $NO^3H$; il se forme en quantité d'autant plus importante que la proportion de $SO^3$ est

(4) *Comptes rendus*, 127, 1890, p. 911.

(5) Schlenk, *Liebigs Annalen*, 463, 1928, p. 1.

(1) Séance du 12 juillet 1943.

plus grande et, aux environs de $1^{mol}$ de $SO^3$ pour $1^{mol}$ de $NO^3H$, le mélange se prend en masse.

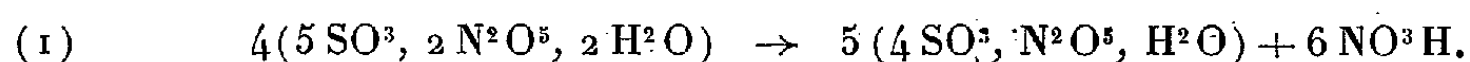
Le solide ainsi obtenu est mal cristallisé et s'essore difficilement, aussi est-il avantageux de porter le mélange vers 80° jusqu'à dissolution complète du solide, puis de laisser cristalliser par refroidissement. On obtient ainsi de petits cristaux transparents, incolores, en forme de bâtonnets plats de quelques millimètres de long. Ils ne fument que peu à l'air, mais sont toutefois très hygroscopiques et possèdent une odeur nette d'acide azotique. Le rendement est d'environ 15 % en poids du mélange total.

En raison de la viscosité des eaux mères, l'essorage, qui doit évidemment être effectué dans l'air sec, ne conduit jamais à des cristaux parfaitement exempts de liquide; on peut les en priver complètement en les plaçant quelques jours sur des assiettes poreuses, mais il en résulte toujours une modification sensible de leur composition, par perte d'acide azotique.

La combinaison en question possède, en effet, à la température ambiante, une légère tension de vapeur, vapeur constituée par de l'acide azotique. On le constate facilement en plaçant les cristaux, dans le vide, dans un ballon en relation avec un condenseur à — 80°. Mais la vitesse de départ de l'acide azotique est très faible; en outre ce départ paraît limité : on n'obtient pas de tension d'équilibre véritable. Lorsqu'on élève la température, on observe un nouveau dégagement d'acide azotique lui aussi limité, et cela jusque vers 90°, température à laquelle les cristaux subissent un début de fusion; celle-ci devient franche vers 120° et la décomposition est alors très rapide.

Le condenseur contient de l'acide azotique ayant dissous un peu d'anhydride; quant au liquide restant dans le ballon, il se prend en masse par refroidissement et les cristaux obtenus répondent à la composition $4SO^3, N^2O^5, H^2O$, combinaison déjà signalée par Schultz (²).

La décomposition a donc lieu suivant la réaction



$$(1) \qquad 4(5SO^3, 2N^2O^5, 2H^2O) \rightarrow 5(4SO^3, N^2O^5, H^2O) + 6NO^3H.$$

Il est curieux de constater qu'un composé aussi riche en anhydride sulfurique laisse ainsi dégager de l'acide azotique. Cette réaction montre combien l'énergie de liaison de l'anhydride sulfurique avec l'anhydride azotique est importante; elle montre en outre la grande stabilité du groupement $4SO^3, N^2O^5$, groupement que l'on retrouve dans les trois complexes sulfonitriques déjà connus



$$4SO^3, N^2O^5\ (^3), \quad 4SO^3N^2O^5, H^2O\ (^2) \quad \text{et} \quad 4SO^3, N^2O^5, 3H^2O\ (^4).$$

On doit noter que la réaction (1) est vraisemblablement réversible; lorsque,

(²) *United States Patent*, 1912, n° 1.047.567.
(³) Pictet et Karl, *Comptes rendus*, 145, 1907, p. 238.
(⁴) Weber, *Pog. Ann.*, 123, 1864, p. 333.

après refroidissement du composé de Schultz, on laisse réchauffer le condenseur, l'acide azotique est absorbé par le solide en fournissant un corps qui paraît avoir les propriétés du composé initial; mais cette absorption est elle-même très lente. C'est d'ailleurs une caractéristique générale de tous les mélanges sulfonitriques voisins de cette composition de n'atteindre leurs états d'équilibre que très lentement; non seulement les surfusions sont généralement considérables, mais on obtient aussi bien souvent des suspensions de solide persistant plusieurs heures à des températures supérieures de 10° et même de 20° à la température de fusion véritable.

En fait la réaction (1) n'est pas la seule qui ait lieu, car l'acide azotique recueilli contient toujours de l'anhydride, parfois jusqu'à 20 %; c'est néanmoins la réaction principale. En outre, à partir de 80° environ, les mélanges en question perdent de l'oxygène provenant de la décomposition d'une partie de l'anhydride azotique, mais le peroxyde d'azote $N^2O^4$ résultant ne se dégage pas : il demeure fixé à l'état de complexes avec l'anhydride sulfurique. Il en résulte une augmentation de la variance du système et à cause de la lenteur d'établissement des équilibres, il est très difficile, sinon impossible, de déterminer le véritable liquidus de ces mélanges.

Ceci est particulièrement gênant, car, par suite de la dissociation, au voisinage de sa liquéfaction, du composé $5SO^3$, $2N^2O^5$, $2H^2O$, on ne peut déterminer sa température de fusion que par extrapolation. Des essais par voie instantannée, effectués dans de petits tubes scellés, indiquent toutefois que cette température doit être supérieure à 130°C.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques composés acétyléniques de la série alicyclique en* $C^6$. Note de M. **Max Mousseron**, présentée par M. Marcel Delépine.

I. *Alcynes cyclohexaniques.* — Les éthynyl-1 méthyl-3 cyclohexanes actifs *cis* et *trans* ont été obtenus à partir du méthyl-3 éthylone-1 cyclohexane, préparé par décarboxylation du méthyl-3 (époxy-1.1, méthyl-1.1) éthyloïque-1 cyclohexane résultant lui-même de l'action de l'α-bromopropionate d'éthyle sur la méthyl-3 cyclohexanone active sodée ([1]). Après action du pentachlorure de phosphore sur la cétone, on isole le composé chloroéthylénique, $Éb_{20}$ 82°; $d_{25}$ 0,970; $n_D^{25}$ 1,4681, qui, traité par l'amidure de sodium ([2]), fournit le mélange des deux stéréoisomères de l'éthynyl-1 méthyl-3 cyclohexane, susceptibles d'être séparés par distillation fractionnée à l'aide d'une colonne puissante; les deux alcynes vrais peuvent être ensuite méthylés après sodation.

Le propynyl-1.2 méthyl-3 cyclohexane actif a été obtenu selon la technique de Bourguel ([3]) par action de l'amidure de sodium sur le méthyl-3 cyclohexyl-

([1]) Darzens, *Comptes rendus*, 144, 1907, p. 1123.
([2]) Bourguel, *Ann. Chim.*, 10e série, 3, 1924, p. 216.
([3]) *Ann. Chim.*, 10e série, 3, 1924, p. 231.

bromopropène, lui-même préparé par addition du dibromo-2.3 propène aux méthyl-3 chlorocyclohexylmagnésiums stéréoisomères actifs ([4]).

Par sodation et méthylation avec le sulfate de méthyle, on isole le butyne-$1._{2}$ méthyl-3 cyclohexane; ce dernier, chauffé à 160° en présence d'amidure de sodium, fournit le carbure acétylénique vrai.

Nous réservons la lettre A aux composés provenant du dérivé chloré issu de l'action de ClH sur le méthyl-3 cyclohexanol *trans* actif et présentant vraisemblablement la structure *cis*, la lettre B correspondant à l'autre stéréoisomère.

Quelques acides ont été préparés par sodation suivie de carbonatation.

| | | $Éb_{25}$. | $d_{25}$. | $n_D^{25}$. | $[\alpha]_{546}$. | $\alpha_{546}/\alpha_{579}$. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Éthynyl-1 méthyl-3 cyclohexane ...... | A | 58° | 0,847 | 1,4610 | — 6°,30 | 1,138 |
| | B | 60 | 0,845 | 1,4595 | — 3,45 | 1,139 |
| Propynyl-$1._{2}$ méthyl-3 cyclohexane... | A | 74 | 0,850 | 1,4606 | — 8,35 | 1,138 |
| | B | 78 | 0,847 | 1,4585 | — 4,72 | 1,138 |
| Propynyl-$1._{1}$ méthyl-3 cyclohexane... | A | 75 | 0,853 | 1,4625 | — 7,60 | 1,139 |
| | B | 77 | 0,850 | 1,4610 | — 4,45 | 1,138 |
| Butynyl-$1._{3}$ méthyl-3 cyclohexane.... | B | 92 | 0,850 | 1,4573 | — 7,74 | 1,138 |
| Butynyl-$1._{2}$ méthyl-3 cyclohexane.... | A | 94 | 0,855 | 1,4685 | —11,87 | 1,139 |
| | B | 98 | 0,852 | 1,4654 | — 6,71 | 1,139 |
| Butynyl-$1._{1}$ méthyl-3 cyclohexane.... | B | 95 | 0,857 | 1,4695 | — 5,30 | 1,138 |
| Méthyl-3 cyclohexylbutynoïque .......... | | — | — | — | — 7,63 | 1,140 |
| Ester méthylique du précédent......... | | 155 | 0,982 | 1,4761 | — 6,92 | 1,140 |
| Méthyl-3 cyclohexylpentynoate de méthyle. | | 175 | 0,986 | 1,4730 | — 9,47 | 1,139 |

En suivant les indications de Truchet ([5]), le propynyl-$1._{2}$ hydroxy-$1._{1}$ cyclohexane a été isolé par action de l'anhydride sélénieux sur l'alcyne correspondant, $Éb_{20}$ 120°, $d_{25}$ 0,974, $n_D^{25}$ 1,4805.

Ces quelques résultats permettent de déduire quelques conclusions :

*a.* pour les alcynes étudiés, le pouvoir rotatoire augmente lorsque la triple liaison s'éloigne du cycle hexagonal;

*b.* pour une position invariable de la triple liaison, le pouvoir rotatoire croît avec la condensation en carbone de la chaîne latérale (H, $CH^3$, $C^2H^5$); les pouvoirs rotatoires moléculaires pour les termes envisagés, présentent une différence approximativement constante de 18,5 conformément aux règles d'additivité de Levene ([6]);

*c.* les alcynes *cis* dévient davantage le plan de polarisation de la lumière que les alcynes *trans*, conformément aux résultats déjà trouvés par nous.

II. *Alcynes cyclohexéniques.* — La cyclohexénylméthylcétone, Éb 194°, a été préparée selon le procédé de Darzens ([1]); après traitement par le penta-

---

([4]) Mousseron et Granger, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1486.
([5]) *Comptes rendus*, 196, 1933, p. 706.
([6]) *Journ. Biol. Chem.*, 65, 1925, p. 518; 92, 1931, p. 455.

chlorure de phosphore, le dérivé chloroéthylénique obtenu est chauffé en présence d'amidure de sodium afin d'isoler l'éthynylcyclohexène.

Dans des conditions parallèles divers alcynes actifs ont été préparés à partir de la méthyl-5 cyclohexényl-1 méthylcétone active, elle-même obtenue par action du chlorure d'acétyle sur le méthyl-4 cyclohexène actif (7).

| | $d_{25}$. | $n_D^{25}$. | $[\alpha]_{546}$. | $\alpha_{546}/\alpha_{579}$. |
|---|---|---|---|---|
| Éthynyl cyclohexène | 0,855 | 1,4648 | – | – |
| Propynyl-1.1 cyclohexène | 0,860 | 1,4669 | – | – |
| Éthynyl-1 méthyl-5 cyclohexène | 0,856 | 1,4648 | +75°,20 | 1,142 |
| Propynyl-1.1 méthyl-5 cyclohexène | 0,859 | 1,4654 | +88,40 | 1,143 |
| Propynyl-1.1 oïque cyclohexène | 0,981 | – | – | – |

Ces quelques résultats confirment l'exaltation du pouvoir rotatoire apportée par une double liaison intranucléaire.

MYCOLOGIE. — *Sur l'existence d'Agarics tropicaux à hyménium tubulé.* Note de M. **Roger Heim**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Le premier, N. Patouillard a montré que la ressemblance dans la configuration hyméniale, contrairement au point de vue étroitement morphologique de El. Fries, ne constitue pas un critère absolu de parenté parmi les Hyménomycètes, et que, dans une même série naturelle d'Agaricacés, on trouve côte à côte des genres à surface hyménifère d'aspect très différent. L'étude des Mycénacés tropicaux à lames fortement interveinées, depuis l'anastomose transverse, qui marque une exagération dans le gaufrage du plan hyménien de base, jusqu'à la formation de véritables tubes indépendants l'un de l'autre, vient étendre et préciser ce concept, que nous avons déjà appuyé par ailleurs.

De tels champignons peuvent se rattacher aux Mycènes proprement dits, comme le *M. longicystis* nob., de la Guadeloupe, *Hemimycena* dont aucun élément, sporal ou cellulaire, n'est amyloïde, et dont les plis transversaux, serrés mais peu élevés, tissent déjà un réseau hyménien surnuméraire.

Un groupe auquel peut s'appliquer la désignation de *Dictyoploca* Mont. réunit des formes collybioïdes, proches aussi des *Omphalia* s. str., à chapeau nu, généralement déprimé et à marge non enroulée, le plus souvent à hypoderme celluleux polystratifié, à lamelles subdécurrentes, fortement interveinées selon des alvéoles de 700$^{\mu}$ à 4$^{mm}$ de diamètre, à stipe fibreux cartilagineux confluent avec le chapeau, creux, à spores petites, hyalines, *non* amyloïdes de même que toutes les hyphes, à poils cystidiformes hyméniens, à habitat lignatile. S'y retrouvent *D. myrmecophila* H., de Madagascar, *heterophylla* nob. et *guadalupensis* nob. des Antilles, *plectophylla* Mont. et *tessellata* Mont. de Guyane.

(7) Mousseron et Winternitz, *Comm. Soc. Chim. Montpellier*, avril 1943.

Le genre malgache *Phæomycena* nob., dont l'hyménium est régulièrement réticulé entre les lames radiales, s'impose en outre par son pigment rouge, son revêtement séparable, la moelle orange du stipe, et ses spores ocracées à membrane épaisse.

Dans le genre *Phlebomycena* nob., également de Madagascar, à spores amyloïdes, un édifice complet d'anastomoses latérales, apparaît, conduisant à la formation de godets hyméniens réguliers de 600 à 1200$^{\mu}$ de diamètre, occupant tout l'hyménium.

Les *Poromycena* décrits de Java par Van Overeem, retrouvés à Madagascar, semblent parfois de véritables mutations spécifiques, à hyménium poré, de Mycènes lamellées. Ainsi le *P. decipiens* v. Over. ne diffère guère du *M. pseudoουra* Cke que par l'hyménium constitué d'alvéoles de 500 à 900$^{\mu}$ de diamètre : port, couleur, odeur, saveur, caractères anatomiques et sporaux concordent. Mais nos observations montrent en outre que le dispositif réticulé de l'hyménium est loin de posséder une stabilité spécifique, même sur des carpophores provenant du même mycélium. La distinction entre *Poromycena decipiens* et *Mycena pseudopura* ne touche qu'à un caractère quantitatif variable. Par contre le *Porolaschia cæspitosa* (Bk.) Pat. possède, avec les caractères essentiels des *Poromycena*, y compris les spores grisonnant et le sous-épicutis rougissant sous l'action de l'iode, un hyménium parfaitement tubulé, à pores de l'ordre du $0^{mm},5$ de diamètre, *à peine* orientés selon le sens radial, avec légère dominance des plans lamellaires proprements dits.

Le *Laschia clypeata* Pat., sud-américain, retrouvé en Côte d'Ivoire, représente enfin un type mycénoïde à hyménium idéalement poré, creusé de tubes étroits (130$^{\mu}$ de diamètre) sans indice d'orientation radiale, et à spores et hypophylle amyloïdes. Ce champignon rejoint, non les *Laschia* et *a fortiori* les *Leucoporus*, comme on l'a cru, mais bien les Mycénacés, malgré sa chair tenace, tous les autres caractères concordant avec cette position. La coupure *Mycenoporella* v. Over semble lui convenir.

Quant au minuscule *Filobolatus* P. Henn., d'Insulinde, quoique à tort identifié aux *Poromycena*, il reste également inséparable des Mycènes.

Ces divers champignons, liés par de nombreux caractères communs se rattachent donc aux Agaricacés, au niveau des *Collybia*, *Mycena*, *Omphalia* et aussi *Marasmius*. Le rassemblement des matériaux qui les concernent, la plupart recueillis au cours de nos missions africaines, nous a conduit à saisir une continuité progressive dans la formation du réseau et l'individualisation du tube, depuis les Mycènes vraies à lamelles simplement interveinées jusqu'au *Mycenoporella clypeata* dont l'hyménium à petits pores, identiques et équidistants, représente le stade ultime de perfectionnement dans l'hyménium agaricoïde poré. La valeur dynamique de la veine d'anastomose se manifeste exagérément par mutation intraspécifique (*M. pseudopura*).

Toutes ces espèces ont un port gracile et un stipe parfaitement central. Mais

une autre série d'Agaricacés, hétérogène quoique apparentée aux Mycènes, comprenant la plupart des *Porolaschia* et des *Favolaschia*, ces derniers à pellicule en général constituée de cellule en brosse, réunit des formes pleurotoïdes, soit pleuropodes, soit apodes, à hyménium réticulé, souvent méruloïde ou cantharelloïde. La consistance devient gélatineuse. Les alvéoles peuvent acquérir de grandes dimensions, une forme régulièrement hexagonale; la tendance à l'habitus résupiné se manifeste. Bref, la ressemblance avec les Polypores et les *Favolus* s'accentue. La gélification du réceptacle conduit au type *Mycomedusa* nob. (Côte d'Ivoire) à chair *entièrement* gélifiée, sauf au pourtour de quelques larges cavités circulaires trouant la face inférieure et bordées par une palissade hyménienne discontinue de cellules basidiennes. Ici le carpophore a subi une simplification extrême liée à une circonstance d'ordre biochimique.

Pour conclure, de même qu'on connaît des *Bolets* à hyménium lamellé (*Paxillus*) ou alvéolé (*Phylloporus*), il existe divers groupes d'Agarics à hyménium *poré*, la plupart propres aux Mycénacés (incl. Collybiés), sans parenté par conséquent avec les Polypores ni les Bolets. Les deux séries qui groupent de tels champignons semblent conditionnées respectivement par l'adaptation à l'habitat et par la consistance : d'une part tendance à la vie entièrement lignatile, état pleuropode puis résupiné, acquisition d'une consistance gélatineuse, raréfaction des tubes, à section généralement polygonale (Favolaschiés); d'autre part maintien de la symétrie axiale et de la vie épigée par le port gracile et la minceur de la chair, acquisition d'une consistance plus tenace, multiplication des tubes à section arrondie ou quadrangulaire (Mycénés, Collybiés).

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Forme de la croissance des espèces du genre* Limax. Note de M. **Marcel Abeloos**, présentée par M. Maurice Caullery.

I. Le développement post-embryonnaire de *Limax maximus* L., observé dans des conditions d'élevage constantes, se décompose en trois phases ou étapes, qui peuvent être homologuées à celles que j'ai distinguées (¹) dans le développement d'*Arion rufus* L. Chaque phase se traduit par un segment de droite sur le graphique représentant les variations du logarithme du poids en fonction du temps :

1° Durant la phase infantile, correspondant à la croissance la plus rapide, depuis l'éclosion (poids moyen $25^{mg}$) jusqu'à un poids de 2 ou $3^{g}$, la glande hermaphrodite reste rudimentaire, l'ébauche du pénis conserve toujours une longueur inférieure à celle de la coquille. Le taux de croissance, défini par

(¹) M. Abeloos, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 38.

l'accroissement journalier du logarithme du poids, demeure compris entre 0,01 et 0,02. Il est nettement inférieur au taux de la croissance infantile des Arions (0,03) à la même température (20°). Cette différence peut sans doute être mise en relation avec celle des régimes alimentaires, les *Limax* n'acceptant pas de feuilles vertes.

2° La seconde phase, ou phase juvénile, est marquée par le développement relatif de la glande hermaphrodite, dont le poids passe de 1/3000 à 1/50 du poids du corps et celui du pénis, dont la longueur est alors double de celle de la coquille. Le poids augmente plus lentement (taux 0,005) jusqu'au poids maximum (15 à $20^g$).

3° Une troisième phase de la vie, phase de maturité, non accompagnée de croissance pondérale, est caractérisée par le développement des organes glandulaires de l'appareil génital, restés jusque-là rudimentaires. Ce développement est lié, comme le montrent les expériences de castration [2], à l'activité de la glande génitale, dont le volume diminue. La première ponte a lieu au bout d'un an environ. On peut observer une seconde ponte quelques mois après, mais la mort survient ensuite rapidement. La sénilité, qui ne se manifeste pas chez les castrats, paraît accompagner le développement des organes glandulaires de l'appareil génital, qui ne montrent aucun signe d'atrophie après la ponte.

II. *Limax cinereo-niger* Wolf, espèce très voisine de *Limax maximus* [3], possède des œufs de même taille et présente une croissance infantile semblable, avec un taux correspondant au taux le plus faible (0,01) observé chez *L. maximus*. Par contre la croissance juvénile est lente et beaucoup plus prolongée que chez *L. maximus* et la première ponte ne se produit pas avant la seconde année de la vie. Les bandes noires de la sole pédieuse, caractéristiques de l'espèce, n'apparaissent qu'après la période infantile.

III. *Limax flavus* L. (= *L. variegatus* Drap.) diffère des deux espèces précédentes par ses œufs pourvus d'une masse plus importante d'albumine. La croissance embryonnaire est, de ce fait, prolongée. Cependant, en dépit d'un poids d'éclosion plus élevé, la croissance infantile se poursuit au même taux et prend fin au même poids que chez les deux autres espèces. Après une courte période de croissance juvénile, dont le taux est d'environ 0,005, la première ponte se produit à un poids de 3 à $5^g$, à l'âge de 7 à 10 mois. Les organes glandulaires de l'appareil génital sont alors relativement peu volumineux. Après la ponte, la croissance pondérale se poursuit, sans signe de sénilité, et d'autres pontes peuvent se produire, sans qu'il y ait eu régression de l'appareil génital. La période de maturité présente donc des caractères différents de celle des autres espèces.

---

(2) *Ibid.*, 216, 1943, p. 90.
(3) *Bull. Soc. zool. de France*, 68, 1943, p. 17.

Dans les trois espèces de *Limax* étudiées, la croissance infantile présente les mêmes caractères, les courbes de croissance étant presque superposables. Le taux de croissance est inférieur à celui de la croissance infantile des Arionidés. Les divergences entre espèces se manifestent par l'avènement plus ou moins précoce de la maturité génitale : par rapport à celui de *L. maximus*, le développement génital de *L. cinereo-niger* est retardé, celui de *L. flavus* accéléré; mais, dans cette dernière espèce, la croissance se poursuit après la maturité.

L'évolution des caractéristiques de croissance dans le genre *Limax* a donc porté essentiellement sur l'importance relative de la phase juvénile de la croissance. Elle a suivi une voie différente de l'évolution observée dans le genre *Arion* ([4]). J'ajoute que les espèces du genre *Agriolimax* (*A. agrestis* L., *A. lævis* Müller) présentent un développement post-embryonnaire d'un type nettement différent de celui des *Limax*.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action morphogénétique de dérivés de l'imidazol sur le mutant* Bar de Drosophila Melanogaster. Note de M[me] **Yvonne Khouvine**, MM. **Simon Chevais** et **Jean Grégoire**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

En étudiant les corps capables d'augmenter le nombre de facettes de l'œil du mutant *Bar de Drosophila Melanogaster*, nous avons vu que la plupart de ceux qui sont actifs peuvent être rattachés à l'imidazol. C'est pourquoi nous avons systématiquement essayé des corps où se retrouve ce noyau, en le modifiant ou en lui ajoutant des chaînes latérales.

Nous n'avons pas encore pu préparer, à cause du manque actuel de matières premières, tous les dérivés qui nous semblaient intéressants *a priori*. Cependant, nous espérons ajouter, d'ici peu, quelques résultats à ceux que résume le tableau ci-après.

Toutes les substances ont été données à des larves *Bar* de 40 heures, avec leur nourriture et en injection ([1]). Seule la 1-méthylhydantoïne, qui a deux atomes d'oxygène dans le noyau et l'azote 1 méthylé, agit par ingestion et par injection. Toutes les autres ne sont actives que si elles sont ingérées. Elles sont donc transformées par les larves selon des processus dont on ne trouve pas d'exemple dans le métabolisme animal ou bactérien. Comme l'action de la 1-méthyl-hydantoïne est plus forte après deux injections qu'après une seule, on peut supposer que la quantité qui parvient au disque de l'œil à chaque injection est assez faible. Elle peut, en effet, être rejetée en grande partie par les larves au moment de l'injection, ou ne pas diffuser rapidement jusqu'au disque de l'œil, ou être détruite dans les larves. Mais il y a toujours, à chaque expérience, quelques individus qui ont un nombre de facettes bien plus grand

---

([4]) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 96.

([1]) Pour les détails techniques, voir S. Chevais, *Bull. Biol.*, 1943, 77, fascicule 4.

que le nombre moyen (214 au lieu de 153 par exemple). Il est donc probable que ceux-là ont gardé plus de substance ou l'ont reçue dans de meilleures conditions.

| | Concentration | | Nutrition. | | | Injection. | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Substance. | %. | mol. ‰. | A. | B. | C. | D. | B. | C. |
| Chlorhydrate d'histidine | 1 | 0,048 | – | – | – | 6 | 91,3 | 99,3 |
| | 2 | 0,096 | 5 | 151,4 | 103,9 | – | – | – |
| | 3 | 0,144 | 12 | 228,6 | 112,0 | – | – | – |
| | 4 | 0,192 | 12 | 395,5 | 126,9 | – | – | – |
| Bichlorhydrate d'histamine | 0,5 | 0,027 | – | – | – | 3 | 99,7 | 81,3 |
| | 1,5 | 0,081 | 16 | 162,3 | 106,6 | – | – | – |
| | 3 | 0,162 | 1 | 328,0 | 86,4 | – | – | – |
| Biphosphate d'histamine | 1,5 | 0,047 | 21 | 227,2 | 116,4 | 6 | 87,5 | 113,7 |
| | 2 | 0,063 | – | – | – | 4 | 85,5 | 80,2 |
| | 3 | 0,950 | 6 | 370,3 | 101,6 | – | – | – |
| Chlorhydrate de créatinine | 1 | 0,067 | 14 | 299,6 | 120,7 | – | – | – |
| | 1,5 | 0,100 | 15 | 367,3 | 119,8 | – | – | – |
| | 2 | 0,134 | 3 | 412,7 | 119,8 | 9 | 111,7 | 113,7 |
| Chlorhydrate de glycocyamidine | 1 | 0,074 | 18 | 378,4 | 103,1 | 14 | 84,0 | 77,2 |
| Glycocyamine | 1 | 0,085 | 17 | 186,4 | 119,8 | – | – | – |
| | 1,5 | 0,128 | 6 | 283,7 | 119,8 | – | – | – |
| | 2 | 0,172 | 2 | 416 | 121,8 | 7 | 88,7 | 88,8 |
| Acide caffurique | 2,2 | 0,117 | 27 | 176,9 | 29,7 | 9 | 87,8 | 78,2 |
| Hydantoïne | 0,5 | 0,050 | 13 | 182,7 | 88,7 | – | – | – |
| | 1 | 0,100 | 9 | 351,6 | 88,7 | – | – | – |
| 1-Méthylhydantoïne | 0,05 | 0,004 | 24 | 137,4 | 119,9 | – | – | – |
| | 0,1 | 0,008 | 24 | 160,6 | 119,9 | – | – | – |
| | 0,2 | 0,017 | 20 | 184,3 | 119,9 | – | – | – |
| | 0,5 | 0,044 | 2 | 376,5 | 119,9 | 22 | 116,7 | 98,4 |
| | 1 | 0,088 | – | – | – | 19 | 114,6 | 98,4 |
| | 1,5 | 0,132 | 2 | 287,5 | 103,7 | 9 | 114,6 | 95,8 |
| | | | | | | 16 | 146,9 | 93,1 |
| | 2 | 0,176 | – | – | – | 7 | 128,0 | 92,8 |
| | 2,5 | 0,220 | – | – | – | 5 | 136,0 | 95,8 |
| | | | | | | 18 | 148,9 | 93,1 |
| | | | | | | 20 | 111,3 | 86,7 |
| | | | | | | 6 | 152,9 | 98,4 |
| | 3,5 | 0,308 | – | – | – | 8 | 172,5 | 93,1 |
| 1-Méthylhydantoïne | 2,5 | – | Une seule injection | | | 7 | 134,0 | 93,3 |
| | | | Deux injections | | | 4 | 198,0 | 124,8 |

A, nombre de ♂ éclos sur 25; B, nombre de facettes; C, nombre de facettes des témoins; D, nombre de ♂ éclos sur 60

La 1-méthylhydantoïne est-elle la substance $B^{+}$? C'est une question à laquelle nous cherchons à répondre par divers moyens. Nous ferons remarquer, pour le moment, que l'hydantoïne elle-même et l'acide caffurique n'ont pas, en injection l'activité de la 1-méthylhydantoïne. Il semble donc que l'addition

d'une chaîne latérale au carbone 5 et la suppression du groupe $CH^3$ lié à l'azote 1 soient défavorables.

Nous devons noter aussi que l'imidazol lui-même est non seulement très toxique, mais tout à fait inactif et que l'arabo-imidazol et l'acide urocanique sont également inactifs, même en nourriture.

Enfin, parmi les corps qui figurent dans le tableau, on voit que seule la glycocyamine n'a pas de cycle, bien qu'elle présente une forte activité. Cette activité paraît tout à fait exceptionnelle puisque la créatine, l'acide hydantoïque et l'acide 1-méthylhydantoïque n'ont aucune action. De plus, comme la guanidine, la méthylguanidine, l'arcaïne et l'arginine sont inactives ou très toxiques, on peut penser que les larves *Bar* sont capables de cycliser la glycocyamine et que le groupement guanidine n'a pas, lui-même d'activité propre.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *La fluorescyanine, pigment à fluorescence bleue des écailles de Cyprinidés.* Note (1) de MM. **Michel Polonovski, René-Guy Busnel** et **Marcel Pesson**, présentée par M. Maurice Javillier.

L'un de nous a montré, avec M. Fontaine (1), que l'on peut isoler de l'écaille des Cyprinidés, et en particulier de Carpe, une substance fluoresçant en bleu, dès qu'on la libère de son complexe protéique. Nous avons repris l'isolement et la purification de ce pigment, pour lequel nous proposons le nom de *fluorescyanine*, en vue de l'étude de sa constitution et de ses propriétés physiologiques. Il était en effet indispensable, afin d'interpréter l'action de cette substance sur la croissance des rats en avitaminose $B_2$, d'éliminer de ses préparations toute trace de riboflavine, pigment avec lequel on la retrouve presque toujours associée (2).

Les extraits d'écailles de Carpe par une solution acétique à 10 % contiennent des matières protéiques très visqueuses, colorées en jaune, que nous avons séparées par ultrafiltration, leur défécation par les réactifs usuels s'étant révélée incomplète ou difficile. La solution ultrafiltrée est encore colorée en jaune, et l'étude spectrographique montre la présence de riboflavine. La liqueur est alors chromatographiée à pH acide sur une colonne de $5^{cm}$ de franconite (diamètre $2^{cm}$), qui fixe la presque totalité des pigments. Au sommet de la colonne, on décèle deux zones superposées, l'une jaune (flavines), la seconde se détachant en blanc clair sur la franconite. On sectionne cette dernière, après lavage acétique, et l'on élue par le mélange eau-méthanol-pyridine. La solution est évaporée dans le vide à siccité et le résidu est repris par l'eau

(1) Séance du 19 juillet 1943.

(2) M. Fontaine et R.-G. Busnel, *Bull. Inst. Océan. Monaco,* 1938, n° 742; 1939, n° 782.

(3) B. et P. Chauchard, R.-G. Busnel, A. Raffy et R. Lecoq, *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 82.

distillée, pour éliminer la franconite entraînée, puis redesséché à froid. Le chlorhydrate de fluorescyanine cristallise, après acidification par ClH, en tables quadratiques, présentant la double réfraction et une légère fluorescence bleue en lumière ultraviolette.

La fluorescyanine même donne des solutions aqueuses pratiquement incolores; elle est soluble dans l'alcool méthylique, dans l'alcool éthylique à 60° et dans les solutions saturées de phénol (propriété utilisable pour sa purification). Elle est insoluble dans la plupart des solvants organiques anhydres.

Elle est adsorbée en milieu acide sur franconite et sur noir animal, mais ne se fixe pas sur la floridine XS, ou la terre d'infusoire, ni sur l'alumine, si ce n'est en milieu alcalin.

La fluorescence n'est affectée que par des variations très importantes de pH et, même alors, si l'on revient rapidement au pH initial voisin de la neutralité, la fluorescence réapparaît.

La fluorescyanine contient 15,3 % d'azote. Elle ne donne pas de lumidérivé en milieu alcalin. Elle est thermostable; elle est partiellement détruite par l'oxydation permanganique en milieu sulfurique. Elle est réductible par l'hydrosulfite de sodium, mais récupère, par simple agitation à l'air, sa fluorescence bleue.

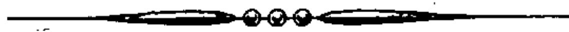
Son spectre d'absorption est continu, ne présentant pas de maximum. Son spectre de fluorescence s'étend jusque vers 4916 Å avec un maximum situé à 4316-4323 Å.

La présence de fluorescyanine ne se limite pas à l'écaille des Cyprinidés; on la rencontre dans d'autres tissus (rétine, foie, rein) et dans d'autres espèces : reptiles, Batraciens et Invertébrés (Crustacés et Insectes), mais nous n'avons pas pu encore la caractériser chez les homéothermes.

Le rôle physiologique de la fluorescyanine, qui ressort des expériences de croissance pratiquées sur des animaux en avitaminose du groupe B, laisse pressentir l'importance biologique de ce nouveau pigment.

La séance est levée à $15^h 40^m$.

A. Lx.



# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 9 AOUT 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de l'Assomption la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 18 août au lieu du lundi 16.

M. **Alfred Lacroix** dépose sur le Bureau un Mémoire *Sur la lithologie de la Nouvelle-Calédonie* (¹) qu'il a divisé en quatre parties :

I. Péridotites et serpentines post-nummulitiques. II. Les transformations des péridotites et de leurs serpentines. Les gîtes de nickel et de cobalt, œuvre de Weathering. III. Les dykes de roches feldspathiques accompagnant les péridotites. IV. Ethnologie. Les haches et les colliers des anciens Canaques (Néphrite et néphritite, ouénite).

## CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

R. Potier et R. Daudel. *La Chimie théorique et ses rapports avec la théorie corpusculaire moderne.*

CALCUL FONCTIONNEL. — *Extension d'un théorème de Perron.* Note de M. **Raymond Marrot**, présentée par M. Joseph Pérès.

O. Perron (*Math. Annalen*, 64) a démontré par une méthode d'itération le théorème suivant : si une matrice finie $A = \|a_{ik}\|$ a tous ses éléments *positifs*, sa valeur propre de module maximum est *réelle, simple, positive.*

I. Je voudrais étendre ce résultat aux opérateurs complètement continus

(¹) *Mémoires de l'Académie des Sciences*, 66, n° 2, pp. 1-143 et 13 planches.

en appliquant un théorème de J. Schauder (*Studia Math.*, 2). Soit, dans l'espace de Hilbert rapporté à un système orthonormal, un opérateur complètement continu A représenté par une matrice $\|a_{ik}\|$ à *éléments positifs*.

*a*. L'opérateur A possède une valeur propre positive $\lambda_0$.

A tout vecteur $f$ associons le point P où il coupe le plan

$$(1) \qquad \sum_1^\infty \lambda_n x_n = 1 \qquad \left(\sum_1^\infty \lambda_n^2 < \infty,\ \lambda_n > 0\right).$$

Le domaine D de la variété (1) limitée par $x_i \geq 0$ ($i = 1, 2, \ldots, \infty$) est compact au sens de la convergence faible. L'opérateur A, appliqué à $f$, associe à tout point $P \leftarrow D$ un point P′ appartenant au même domaine, puisque $a_{ik} > 0$. Le domaine D est donc transformé en un domaine totalement intérieur; A étant complètement continu, le théorème de Schauder s'applique et montre qu'il existe au moins un point fixe dans D.

Il existe donc un vecteur $f$ à coordonnées toutes positives, tel que

$$Af = \lambda_0 f.$$

Par suite

$$\lambda_0 > 0.$$

*b*. Toute valeur propre de A a un module inférieur à $\lambda_0$. On peut l'établir par la méthode suivante dont le principe est dû à R. Jentsch (*Crelle Journal*, 141, p. 235).

Soit $\lambda$ une valeur propre de A, donc de $A^*$; il existe un vecteur $g$ tel que

$$A^* g = \lambda g.$$

Comme $\lambda \neq \lambda_0$,

$$(f, g) = 0,$$

ce qui montre que les coordonnées de $g$ ne peuvent être toutes positives.

Soit

$$f = \sum x_i \varphi_i, \qquad g = \sum y_i \varphi_i.$$

Posons

$$g_+ = \sum |y_i| \varphi_i, \qquad A^* g_+ = \sum Y_i \varphi_i,$$

$$Y_i = \sum a_{ki} |y_k| > \left| \sum a_{ki} y_k \right| = |\lambda| . |y_i|,$$

$$Y_i > |\lambda| . |y_i|.$$

On a

$$(f, g_+) = \sum x_i |y_i| = \frac{1}{\lambda_0}(Af, g_+) = \frac{1}{\lambda_0}(f, A^* g_+) = \frac{1}{\lambda_0} \sum x_i Y_i,$$

$$(f, g_+) > \frac{|\lambda|}{\lambda_0} \sum x_i |y_i| = \frac{|\lambda|}{\lambda_0}(f, g_+).$$

Donc

$$|\lambda| < \lambda_0.$$

*c.* Reste à montrer que $\lambda$ est valeur propre *simple*. Cela résulte par passage à la limite du théorème de Perron que l'on peut obtenir ainsi. Les paragraphes *a*, *b* démontrent en particulier ce théorème pour les matrices finies. Pour voir que $\lambda_0$ est racine simple, il suffit de le vérifier pour une matrice particulière. Or, pour $a_{ik} = 1$ ($i = 1, \ldots, n$; $k = 1, \ldots, n$),

$$|A - \lambda E| = (-1)^{n-1}\lambda^{n-1}(n - \lambda).$$

La racine de plus grand module $\lambda = n$ est bien simple.

II. Le théorème de Perron a été étendu par R. Jentsch dans une autre direction. Soit $K(xy)$ un noyau continu positif tel que

$$0 < m \leqq K(xy) \leqq M \qquad [(x, y) \leftarrow (a, b)].$$

Théorème. — K *possède une valeur caractéristique de module minimum réelle et positive.*

On peut démontrer ce théorème ainsi :

Partageons le rectangle $(a, b)$ par les droites $x = x_i$, $y = y_i$ et soit

$$K_{ij} = K(x'_i, y'_j), \qquad x_i < x'_i < x_{i+1};\ y_j < y'_j < y_{j+1},$$
$$f_i = f(x_i).$$

La matrice $\|K_{ij}\|$ a une valeur caractéristique de module minimum réelle et simple $\lambda_0^{(n)}$.

En étudiant le système

(1) $$f_i = \frac{1}{n}\lambda_0^{(n)} \sum K_{ij} f_j,$$

on voit aussitôt que

(2) $$\frac{1}{M} \leqq \lambda_0^{(n)} \leqq \frac{1}{m}.$$

Choisissons la solution $f_i^{(n)}$ de (1) de manière que $\sum_{i=1}^{n} f_i^{(n)2} = 1$ l'ensemble des solutions $f^{(n)}(x) = f_i^{(n)}$ pour $x_i \leqq x < x_{i+1}$ est borné, donc faiblement compact. Il existe donc une suite partielle $n_i$ telle que

$$f^{(n_i)}(x) \to f^*(x) \qquad \text{(convergence faible)},$$
$$\lambda_0^{(n_i)} \to \lambda_0,$$

avec

$$f^*(x) > 0, \ \lambda_0 \geqq \frac{1}{M}.$$

Alors la fonction positive

$$f(x) = \lambda_0 \int_a^b K(xy) f^*(y)\, dy$$

satisfait à

$$f(x) = \lambda_0 \int_a^b K(xy) f(y)\, dy.$$

Le théorème s'en déduit aussitôt.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur les propriétés des transformations de Destouches en Mécanique ondulatoire relativiste des systèmes.* Note [1] de M. SERGE SLANSKY.

Dans sa généralisation des transformations de Lorentz pour un système de corpuscules, M. J.-L. Destouches [2] a introduit les transformations $\mathcal{L}_n$ définies à partir de la transformation infinitésimale

$$ct = ct' + \varepsilon \sum \mathfrak{A}^i x'^i_\mu, \qquad x^i_\mu = x'_\mu + \varepsilon \mathfrak{A}^i ct',$$

les $\mathfrak{A}^i$ étant des opérateurs définis à partir des opérateurs caractérisant les corpuscules du système. Ces transformations ont la propriété de conserver une multiplicité $\mathfrak{M}$ à quatre dimensions de l'espace de configuration-temps ($\mathcal{C}t$). On peut définir $\mathfrak{M}$ par les équations (dont $3n - 3$ sont distinctes)

$$x^i_\mu \prod_{\lambda \neq i} \mathfrak{A}^\lambda = x^j_\mu \prod_{\lambda \neq j} \mathfrak{A}^\lambda.$$

Ces équations se simplifient si les $\mathfrak{A}^i$ ont des inverses. Dans le cas où $\sum (\mathfrak{A}^i)^2$ est un nombre $K^2$, nous obtenons ce théorème : *Tout vecteur de ($\mathcal{C}t$) peut se décomposer en un vecteur de $\mathfrak{M}$ qui se transforme suivant une transformation de Lorentz dans $\mathfrak{M}$ et un vecteur orthogonal à $\mathfrak{M}$ qui se transforme indépendamment du temps.*

Ce théorème a pour conséquences : 1° A un système (S) de $n$ corpuscules, figuré par un ensemble $\mathcal{E}$ de $n$ points, on peut faire correspondre un autre ensemble $\mathcal{E}'$ de $n$ points ayant les propriétés suivantes : un des points de $\mathcal{E}'$ est le centre algébrique de (S). Dans un changement d'observateurs en mouvement rectiligne et uniforme, il se transforme suivant une transformation de Lorentz; les coordonnées d'espace des $(n - 1)$ autres points se transforment indépendamment du temps (et n'agissent pas dans la transformation du temps). Si $X_\mu$ sont les coordonnées du centre, $Z_{k,\mu}$ celles des autres points, on a les formules de transformation

$$X_\mu = \operatorname{ch} K\xi X'_\mu + \operatorname{sh} K\xi ct'; \qquad ct = \operatorname{ch} K\xi ct' + \operatorname{sh} K\xi X'_\mu,$$
$$Z_{k,\mu} = \operatorname{ch} K\xi Z'_{k,\mu} \qquad (k = 1, 2, \ldots, n-1),$$

$\xi$ étant le paramètre de la transformation de Lorentz liant les observateurs.

Les $X_\mu$ et $Z_{k,\mu}$ sont définis à partir des coordonnées $x^i_\mu$ des corpuscules de (S) par

$$X_\mu = \sum \frac{\mathfrak{A}^i}{K} x^i_\mu, \qquad Z_{k\mu} = \sum u^i_k x^i_\mu,$$

(1) Séance du 12 juillet 1943.

(2) *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 924; 204, 1937, p. 849; *Journ. de Phys.*, 8, 1937, p. 145; *Principes fondamentaux de Physique théorique* (Paris, 1943).

les $u_k^i$ étant des opérateurs tels que $\sum u_k^i a^i = 0$. La connaissance des points de $\mathcal{E}'$ entraîne celle de $\mathcal{E}$.

2° *Si l'on considère les points de $\mathcal{E}'$ comme figurant un système* (S′) *de corpuscules fictifs, les deux systèmes* (S) *et* (S′) *ont même force vive et même moment cinétique.*

Un système de corpuscules paraît ainsi pouvoir être remplacé à certains points de vue par un autre système ayant des propriétés remarquables relativement aux transformations $\mathcal{L}_n$ associées aux transformations de Lorentz entre les observateurs.

Pour le centre algébrique, on a une formule analogue à celle fournie par le théorème de König dans le cas du centre de gravité.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Courants d'origine aérodynamique observés à la surface de l'eau.* Note de M. **Jean-Alphonse Grégoire.**

Reprenant les expériences de M. H. Devaux sur les lames minces, j'eus l'idée d'étudier les nappes discontinues de particules fines, limaille de fer, poudre d'aluminium, talc etc., répandues sur une surface d'eau nettoyée au préalable. Les particules, n'étant pas en contact les unes des autres, tendent alors à se grouper en petits amas, elles ne manifestent aucun mouvement d'ensemble quand tout l'appareillage est en repos.

Or, ayant approché une fois à très petite distance de la surface une réglette de bois, je fus étonné de constater la naissance d'un double courant tourbillonnaire, en regard des coins de la réglette. Ce mouvement n'était pas une simple orientation des particules, c'était un mouvement continu qui se manifestait aussi par l'approche d'un corps quelconque, verre, bois, métal ou papier, disposé à 1 ou $2^{mm}$ de la surface du liquide. Par exemple un carton rectangulaire, amené en travers de la nappe à la distance sus-dite, engendre sur la droite un courant dextrogyre et sur la gauche un courant lévogyre. Ces mouvements sont assez lents, mais nettement caractérisés par l'entraînement des particules dont le liquide est saupoudré. Ils s'arrêtent dès que le corps étranger est éloigné et reprennent de nouveau quand on le remet en place.

Ma première impression fut que cette action provenait d'un abaissement local de la tension superficielle par émission d'un corps volatil comme dans les expériences de Devaux sur les parfums? Mais le verre, le carton n'émettent aucune substance volatile, cette interprétation est donc inadmissible.

Un écart de température entre les masses considérées pourrait aussi intervenir. On sait en effet qu'un corps chaud, approché suffisamment de la surface d'un liquide, provoque un abaissement de la tension de surface et peut provoquer un écartement de la poussière. Mais, pour obtenir des courants tourbillonnaires, il faut établir des différences de températures qui n'existaient

certainement pas ici. Divers essais infructueux me firent délaisser aussi l'idée d'une origine électrique.

Un vent de gradient très faible, dont l'obstacle interposé aurait suffi à modifier l'écoulement, restait une cause possible, mais je n'arrivai pas non plus à déceler l'existence d'une action de cette nature.

C'est alors que je consultai M. Devaux. Celui-ci m'invita à répéter devant lui mes expériences les plus marquantes et à mieux examiner l'hypothèse de l'influence de faibles courants d'air agissant sur la surface liquide. C'est ce ce que je fis.

Sur une table disposée en face d'une fenêtre, une nappe d'eau, contenue dans une cuvette à photographie de 29 sur $33^{cm}$, fut soigneusement nettoyée, puis talquée. Un obstacle, constitué par une simple bande de papier formant un rectangle, fut placé en travers de la cuvette, en sorte que sa base était éloignée de la surface liquide de 1 à $2^{mm}$ environ. Une bande transverse de verre, de 2 à $3^{cm}$ de large, appuyée sur les bords de la cuvette, servait de support à ce rectangle de papier.

Les grains de talc flottaient, pratiquement immobiles, mais, dès que l'écran de papier eut été abaissé à la distance critique, en quelques secondes, les grains situés en face des coins de la bande de papier se mirent en lent mouvement de rotation. Le mouvement engendré était dextrogyre du côté droit, lévogyre du côté gauche.

Dans l'hypothèse qu'un faible courant d'air arrivait par les joints de la fenêtre fermée, nous posâmes une large lame de verre au-dessus de la cuvette, l'appuyant sur les bords de celle-ci. L'espace d'air situé en dessous était ainsi abrité des mouvements de l'atmosphère extérieure. Aussitôt, en quelques secondes, les courants de la nappe liquide s'amortirent et cessèrent, la nappe de grains s'immobilisa. Par contre, après enlèvement de la plaque de verre, ils reprirent immédiatement. C'était donc un faible courant d'air extérieur, absolument insensible, qui était la cause des mouvements observés. On sait en effet que tout obstacle placé au milieu d'un fluide quelconque en mouvement provoque un système de deux courants tourbillonnaires de sens opposé.

C'est ce qui arrive ici. En sorte que l'expérience très simple qui fait l'objet de cette Note peut être considérée comme un moyen de révéler de très faibles mouvements aériens que rien ne laissait prévoir.

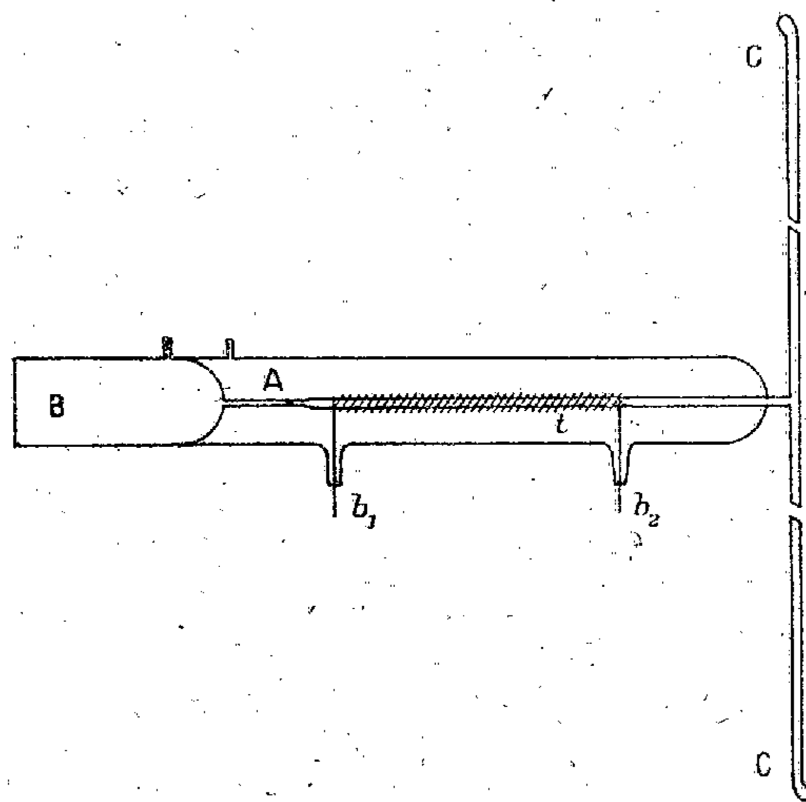
SPECTROSCOPIE. — *Sur une lampe à pression variable comme source d'émission de spectres pour l'étude des structures hyperfines et de certains problèmes de physique théorique.* Note (¹) de M. **Jacques Nicolle**, transmise par M. Maurice de Broglie.

Au cours de recherches sur la structure hyperfine, j'ai utilisé comme source d'émission de spectres, dans le visible, des tubes sans électrodes

(¹) Séance du 12 juillet 1943.

excités dans un circuit à haute fréquence (montage symétrique de Mesny; longueur d'onde, 15 mètres). Pour certaines études sur le sodium, j'ai choisi comme gaz auxiliaire le néon; la pression de ce gaz doit être de l'ordre du dixième de millimètre de Hg, mais, pour me placer dans les conditions les plus favorables pour obtenir des raies très fines et aussi pour étudier certains problèmes de chocs, j'ai été amené à réaliser une lampe à pression variable. Je me suis basé sur la propriété que présente le quartz d'être perméable au néon (la diffusion croît très rapidement avec la température) (²).

L'appareil comprend un tube cylindrique de quartz fondu, long de 350$^{mm}$ et d'un diamètre intérieur de 25$^{mm}$, comportant deux compartiments, l'un A




renferme du néon à la pression atmosphérique; l'autre B, dans lequel on a distillé du sodium, est vide de gaz au début de l'expérience. Le tube est limité d'un côté par une face optiquement plane et de l'autre par une queue de 380$^{mm}$ perpendiculaire à l'axe du tube et dont les deux extrémités renferment de la chabasie. Le compartiment B est en communication avec cette queue par un tube (de 10$^{mm}$ de longueur et de 1/10 de millimètre d'épaisseur) *t*, sur lequel est enroulé un fil de tungstène, ce dernier relié à deux bornes, $b_1$, $b_2$.

On chauffe le fil de tungstène sous 5 A/110 V (température de 1000° C) et, en l'espace de quelques minutes, le néon diffuse du compartiment A dans le compartiment B à travers le tube *t*. Inversement, si l'on désire réduire la pression du compartiment B, on plonge une des extrémités C de la queue dans l'air liquide et le gaz se trouve alors adsorbé par la chabasie (³). On réalise

---

(²) G. P. Baxter et Starkweather, *Nat. Acad. Sc.*, **11**, iv, 1925, p. 231.

(³) E. L. Jossem, *Rev. Sc. Inst.*, **11**, v, 1940, p. 164; T' Sai Liu-Sheng et T. R. Hogness, *J. Phys. Chem.*, **36**, 1932, p. 2595; O. W. Richardson et R. C. Ditto, *Phil. Mag.*, **22**, 1911, p. 704; R. Seeliger, *Physik. Zeits.*, **22**, 1921, p. 563; J. Wyart, *Thèse*, Paris, 1933.

ainsi un réglage réversible et de très grande finesse, et l'on obtient dans la partie B un gaz très pur.

J'ai obtenu plus de 400 spectres en chauffant la lampe pendant plusieurs périodes, dont l'ensemble représente 45 heures, et j'ai pu étudier les variations avec la pression des raies de Ne, de Na et aussi l'influence du rapport Ne : Na. Au début la lampe ne s'amorce pas dans la self du circuit H. F. (sans un chauffage auxiliaire du sodium); après 2 heures de chauffage du filament le spectre du néon apparaît seul, puis on observe la coexistence du néon et du sodium, puis le néon disparaît entièrement entre 3 heures et 6 heures; c'est à ce moment que l'on obtient les meilleurs spectres du sodium (vers 4 h. 30 min.); de 6 heures à 12 heures décroissance du sodium par rapport au néon puis la lampe émet une lumière rouge sombre et fonctionne ensuite d'une manière très irrégulière en donnant des spectres inutilisables.

En résumé cette lampe permet d'étudier divers problèmes de physique théorique, soit en suivant son évolution, soit en se plaçant exactement dans des conditions que l'on peut déterminer à volonté.

Il me reste à donner des renseignements plus complets et discuter les spectres par des mesures interférométriques.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude des spectres Raman des dérivés dihalogénés du méthane et identification des 9 fréquences du bromure de méthylène.* Note de M^lle **Marie-Louise Delwaulle**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'identification des 9 fréquences fondamentales des dérivés dihalogénés du méthane n'a pas été résolue jusqu'ici d'une manière satisfaisante. Le travail d'ensemble de Lecomte (¹) montre la difficulté du problème et la divergence des solutions présentées. Pour résoudre le problème dans le cas de $CH^2Br^2$, j'ai repris d'une part la mesure de la dépolarisation de ses raies Raman et d'autre part j'ai étudié les spectres des molécules voisines $CH^2BrCl$ et $CH^2BrF$.

Dans l'étude du spectre de $CH^2Br^2$, j'ai apporté grand soin à la détermination du facteur de dépolarisation de la raie 1390 $cm^{-1}$, parce que mes résultats étaient en désaccord avec ceux de Trumpy (²). Le spectre de $CH^2BrCl$ avait été déjà décrit (³), mais 8 raies seulement étaient signalées : j'ai pointé la neuvième et étudié la dépolarisation. Le spectre de $CH^2BrF$ n'était pas connu.

La molécule tétraédrique $CH^2Br^2$ possède un axe binaire $C_2^z$ et deux miroirs $\sigma_x$ et $\sigma_y$. Les molécules $CH^2BrCl$ et $CH^2BrF$ ne présentent plus que $\sigma_x$

(¹) *Ann. Phys.*, 15, 1941, p. 258.
(²) *Zeits. Physik*, 88, 1934, p. 226; 90, 1934, p. 133.
(³) Backer et Wagner, *Zeits. phys. Chem.*, 43, 1939, p. 191.

comme élément d'itération. Les caractères des raies Raman pour ces types de molécules sont, d'après F. Kohlrausch ([4]),

$AX^2Y^2$.

| Type. | $C_2^z$. | $\sigma_{xz}$. | $\sigma_{yz}$. | Caractère. | Nombre. | Attribution. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $A_1$ | *s* | *s* | *s* | *p a* | 4 | $\nu_1 \nu_4 \delta_1 \delta_3$ |
| $A_2$ | *s* | *as* | *as* | *dp ia* | 1 | $\delta_2$ |
| $B_1$ | *as* | *as* | *s* | *dp a* | 2 | $\nu_3$ et $\delta_5$ |
| $B_2$ | *as* | *s* | *as* | *dp a* | 2 | $\nu_2$ et $\delta_4$ |

$AX^2YZ$.

| Type. | $C_2^z$. | $\sigma_{xz}$. | $\sigma_{yz}$. | Caractère. | Nombre. | Attribution. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| A′ | — | *s* | — | *p a* | 6 | $\nu_1 \nu_4 \delta_1 \delta_3 \nu_2 \delta_4$ |
| A″ | — | *as* | — | *dp a* | 3 | $\delta_2 \nu_3 \nu_5$ |

On doit donc trouver, dans le spectre des molécules $AX^2Y^2$, 4 raies polarisées (*p*) et 5 raies dépolarisées (*dp*). Lorsqu'on passe du modèle $AX^2Y^2$ au modèle $AX^2YZ$, les 4 raies polarisées du premier modèle restent polarisées dans le second; mais 2 nouvelles raies, $\nu_2$ et $\delta_4$, deviennent polarisées. Effectivement j'ai constaté que, parmi les 9 raies observées, 4 sont polarisées dans $CH^2Br^2$ et 6 dans $CH^2BrCl$ et $CH^2BrF$.

Il s'agit maintenant d'attribuer les fréquences observées dans le spectre Raman aux différentes oscillations fondamentales prévues pour le modèle moléculaire en question.

Les oscillations des atomes d'hydrogène doivent fournir 3 raies (2 raies polarisées et 1 raie dépolarisée), soit $\nu_4$, $\nu_3$, $\delta_3$. Le groupement $CH^2$ admet en effet 2 oscillations de valence : $\nu_4$ symétrique, $\nu_3$ antisymétrique (par rapport au miroir $\sigma_x$), et une oscillation de déformation : $\delta_3$ symétrique. Dans les carbures saturés leurs fréquences sont

$$\delta_3 = 1440\,(p), \quad \nu_4 = 2854\,(p), \quad \nu_3 = 2945\,(dp).$$

Dans $CH^2Br^2$, on trouve

$$\delta_3 = 1390\,(p), \quad \nu_4 = 2988\,(p), \quad \nu_3 = 3060\,(dp).$$

Ces 3 fréquences se retrouvent avec les mêmes caractères dans $CH^2BrCl$ et $CH^2BrF$. Elles se retrouvent également dans $CH^2Cl^2$. La raie située vers 1400 $cm^{-1}$ est bien polarisée, comme le prévoit la théorie, et mes mesures confirment celles de Cabannes et Rousset ([5]) qui trouvaient polarisée la raie 1419 de $CH^2Cl^2$, alors que Trumpy ([2]) la considère comme dépolarisée.

On peut ensuite considérer à part les oscillations internes du groupement $CBr^2$ auquel correspondent les 3 fréquences

$$\delta_1 = 174\,(p), \quad \nu_1 = 576\,(p), \quad \nu_2 = 639\,(dp).$$

---

([4]) *Der Smekal-Raman Effekt* (*Ergänzungsband*), Berlin, 1937, pp. 43 et 44.

([5]) *Ann. Phys.*, 19, 1933, p. 229.

Lorsque ce groupement, qui possède le miroir $\sigma_y$, est remplacé par CBrCl ou CBrF qui ne le possède plus, les 3 raies Raman doivent être toutes trois polarisées ; or on a bien, pour CBrCl,

$$\delta_1 = 227\,(p), \qquad \nu_1 = 602\,(p), \qquad \nu_2 = 728\,(p)$$

et, pour CBrF,

$$\delta_1 = 314\,(p), \qquad \nu_1 = 624\text{-}641\,(p), \qquad \nu_2 = 1050\,(p).$$

Cette dernière fréquence caractérise la liaison C—F.

On voit donc la signification des 4 raies toujours polarisées $\nu_1$, $\nu_4$, $\delta_1$, $\delta_3$ et la raison pour laquelle la raie $\nu_2$ devient polarisée dans $AX^2YZ$, tandis que la raie $\nu_3$ reste dépolarisée. L'attribution des 6 raies est incontestable.

Restent les fréquences $\delta_2$, $\delta_4$, $\delta_5$ des oscillations provenant d'un déplacement relatif des deux triangles de même sommet $CH^2$ et $CBr^2$. Les 3 raies sont dépolarisées dans $CH^2Br^2$, mais $\delta_4$ doit être polarisée dans $CH^2BrCl$ et $CH^2BrF$ : elle est donc facile à identifier ($\delta_4 = 1191$). En revanche il est impossible, par la seule étude du spectre Raman, de dire à laquelle des oscillations $\delta_2$ et $\delta_5$ correspond chacune des fréquences 810 et 1092 non encore classées. Il est vrai que l'oscillation $\delta_2$ doit être inactive en absorption, mais en fait aucune des fréquences de $CH^2Br^2$ n'est active en absorption ([6]). Dans le tableau récapitulatif suivant nous avons considéré comme fréquence de l'oscillation $\delta_2$ la moins absorbée dans le spectre infrarouge.

Fréquence en $cm^{-1}$.

| | | $\delta_1$. | $\nu_1$. | $\nu_2$. | $\delta_5$. | $\delta_2$. | $\delta_4$. | $\delta_3$. | $\nu_4$. | $\nu_3$. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $CH^2Br^2$ | | 174 | 576 | 639 | 810 | 1092 | 1191 | 1390 | 2988 | 3060 |
| | $\rho$.... | P(0,45) | P(0,11) | D(0,83) | D | D(0,85) | D | P(0,53) | P | D |
| $CH^2BrCl$ | | 227 | 602 | 728 | 853 | 1129 | 1226 | 1404 | 2984 | 3050 |
| | $\rho$.... | P(0,42) | P(0,14) | P(0,4) | D | D(0,8) | P(0,3) | P(0,5) | P | D |
| $CH^2BrF$ | | 314 | 624-641 | 939 | 1050 | 1227 | 1313 | 1461 | 2993 | 3053 |
| | $\rho$.... | P(0,25) | P(0,12) | D | P(0,5) | D(0,82) | P(0,1) | P(0,55) | P | D |

Dans le spectre de $CH^2BrF$ la fréquence $\nu_1$ est un doublet qui s'explique par la théorie de Fermi : la fréquence $\nu_1$ est en effet très voisine de l'harmonique $2\delta_1$ ; il se produit un couplage et la raie $\nu_1$ est remplacée par deux raies situées de part et d'autre de la position qu'occuperait la raie non perturbée.

---

([6]) EMSCHWILLER et LECOMTE, *Journal de Physique*, 8, 1937, p. 130.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur l'existence d'une phase précipitée intermédiaire dans la décomposition de la solution solide aluminium-magnésium.* Note ([1]) de M. PAUL LACOMBE, présentée par M. Charles Mauguin.

Les plus récents travaux sur la décomposition des solutions solides semblent montrer qu'il faille rechercher l'existence de phases intermédiaires dans tous les cas où il n'existe pas de relations cristallographiques simples entre le réseau de la solution solide et celui de la phase précipitée. Dans le cas de la solution solide Al-Mg, il n'existe pas *a priori* de rapports cristallographiques entre la solution solide cubique à faces centrées et la phase précipitée $Al^3 Mg^2$ correspondant au diagramme d'équilibre : cette phase a une maille hexagonale simple de paramètres $a = 11,38$ et $c/a = 1,57$ ([2]).

Des travaux antérieurs sur l'aptitude à la corrosion des alliages Al-Mg au cours de revenus isothermes nous avaient déjà conduit à faire l'hypothèse de l'existence d'une phase instable précipitée au début du revenu à basse température ([3]).

Dans ce travail nous avons voulu préciser cette hypothèse en complétant notre étude par l'analyse thermique, par dilatométrie et par conductibilité, et enfin par l'examen des diagrammes X.

Si l'on effectue un revenu isotherme à basse température (inférieure à 280°) et si l'on suit par dilatométrie ou par mesure de la conductibilité la redissolution du précipité par montée progressive de la température, on constate, sur la courbe, une anomalie au voisinage de 280°. Si l'on prolonge la durée du revenu, l'anomalie disparaît. Au contraire il n'existe aucune anomalie, aussi courte que soit la durée du revenu, quand celui-ci a lieu au-dessus de 280°.

Nous avons étudié parallèlement l'apparition du précipité par l'analyse aux rayons X à l'aide du dispositif de Guinier (rayonnement rigoureusement monochromatique : doublet $K\alpha_1\ \alpha_2$ du Cu). Cet auteur avait déjà observé un aspect différent des diagrammes de rayons X de la phase précipitée à basse température, et même le déplacement d'une certaine raie par rapport à celles de la phase normale d'équilibre. Mais, sur ce seul argument, il n'avait pu conclure à l'existence d'une nouvelle phase ([4]).

Nous avons donc cherché à obtenir le maximum de précision et de fidélité des mesures de distances réticulaires aux faibles angles de diffraction :

1° en superposant au diagramme de l'alliage celui d'une substance étalon (Na Cl).

2° en obtenant des raies de diffraction les plus fines possibles compatibles avec l'état de

---

([1]) Séance du 2 août 1943.

([2]) K. RIEDERER, *Zeits. Metallkunde*, 28, 1936, p. 319.

([3]) P. LACOMBE et G. CHAUDRON, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1790.

([4]) A. GUINIER, *Métaux et corrosion*, 14, 1939. p. 143.

cristallisation de l'alliage et du précipité. De plus, la continuité des raies nécessaire à un bon enregistrement au microphotomètre est réalisée par déplacement de l'échantillon suivant une génératrice du cylindre porte-film.

Ceci nous a permis de constater que les diagrammes de la phase précipitée à basse température, bien que possédant certaines raies à la même position que celles de la phase β, s'en distinguent à la fois par une grande différence d'intensité de certaines raies et surtout par le déplacement de nombreuses raies, tel que l'indique le tableau d'équidistances.

De même, les enregistrements microphotométriques (amplification 12) d'une

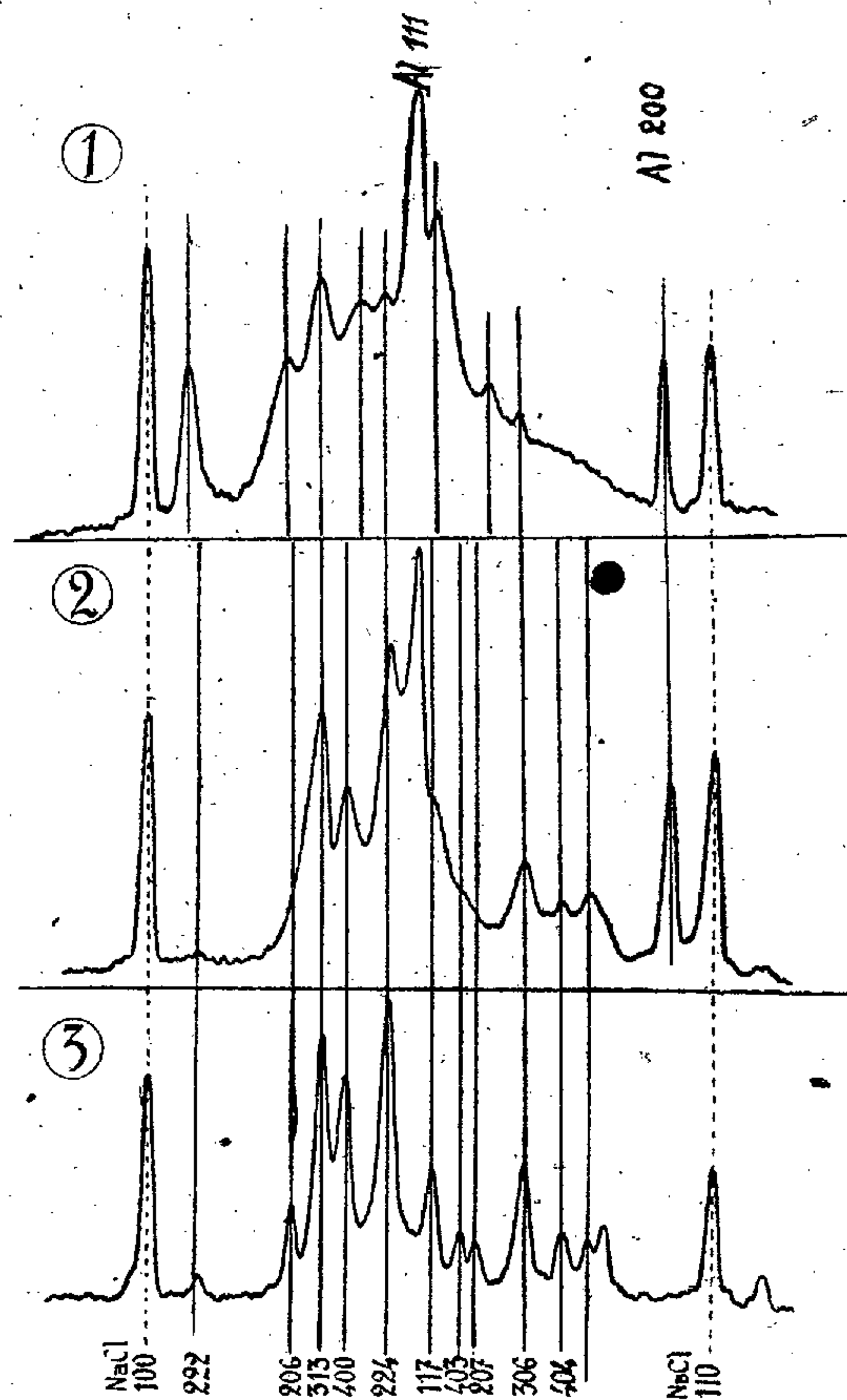



Fig. 1. — Alliage à 12 % revenu 650 h. à 180°.
Fig. 2. — Même alliage porté 15 min. à 290°.
Fig. 3. — $Al^3Mg^2$ pur.

partie du diagramme (entre les raies 100 et 110 de Na Cl) montrent bien que l'alliage revenu à température inférieure à 280° (*fig.* 1) présente un diagramme différent de celui de la phase d'équilibre $Al^3Mg^2$ (*fig.* 3). Il suffit de porter quelques minutes à une température supérieure à 280° l'alliage revenu à basse température pour obtenir aussitôt le diagramme normal de la phase β (*fig.* 2). Cette expérience confirme les résultats apportés par l'analyse thermique : la

phase $\beta'$ précipitée à basse température est une forme instable dont la vitesse de transformation en la phase d'équilibre $\beta$ est très grande à une température voisine de 280°. Il s'agit bien d'une forme instable, car la transformation est irréversible, comme l'indique l'absence de toute anomalie sur les courbes de refroidissement de l'analyse dilatométrique ou par conductibilité.

En résumé, l'existence de phases précipitées intermédiaires doit être à la base du mécanisme de la précipitation. Il serait intéressant de déterminer leur structure qui permettrait sans doute de prévoir les déplacements minima que doivent effectuer les atomes dissous sur le réseau de la solution solide pour édifier une phase précipitée.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Sur la diffraction des rayons X par le quartz en oscillation ultrasonore.* Note de MM. **Jean Surugue** et **Ouang Te-Tchao**, transmise par M. Paul Langevin.

L'étude de la diffraction des rayons X par le quartz montre une nette augmentation de l'intensité des taches du diagramme de Laue lorsqu'on le met en vibration. Ce phénomène, observé par Fox et Carr [1], a été examiné par de nombreux auteurs, surtout d'une façon qualitative. Les résultats ne sont pas toujours en accord, probablement à cause des difficultés expérimentales très sérieuses qui se présentent dans ces recherches.

Nous avons entrepris de préciser certains points et spécialement de faire des déterminations quantitatives. Pour cela nous avons mesuré l'intensité des faisceaux réfléchis à l'aide d'une chambre d'ionisation à xénon reliée à un électromètre Compton, et nous avons appliqué sur le quartz des tensions électriques réglables de fréquence bien déterminée, mesurées avec un voltmètre à lampes. Le cristal étant placé dans l'air est très peu amorti dans son mouvement vibratoire, de sorte que la résonance est extrêmement aiguë et la marge de fréquence très étroite. Pour chaque mesure d'intensité nous retouchions le réglage de la fréquence pour nous assurer que la tension indiquée correspondait bien au minimum de la crevasse de la courbe de résonance du quartz.

Nous avons fait des mesures avec les deux dispositions suivantes : transmission à travers une lame mince vibrant longitudinalement et réflexion sur la face d'une lame vibrant en épaisseur.

Dans la première, la lame utilisée, taillée perpendiculairement à l'axe électrique, avait comme dimensions $0,7 \times 7 \times 38^{mm}$. Elle avait été dorée par pulvérisation cathodique, ce qui n'apporte qu'une très faible diffusion supplémentaire. Elle était fixée en son milieu et vibrait à sa fréquence fondamentale suivant sa longueur, soit 75 kilocycles par seconde. L'intensité des

(1) *Phys. Rev.*, 37, 1931, p. 1622.

taches de Laue ne subissait pas de changement appréciable lorsque le faisceau traversait la lame au voisinage d'un nœud de vibration, et les mesures ont été faites en envoyant le faisceau près de l'extrémité de la lame, siège d'un ventre de vibration. L'augmentation relative d'intensité croît régulièrement avec la tension appliquée, jusqu'à un maximum correspondant à une tension de 40 volts efficaces. Les mêmes mesures ont été faites avec le rayonnement continu d'une anticathode de tungstène et le rayonnement sensiblement monochromatique d'une anticathode de molybdène filtré par un écran de zircone. Dans le premier cas, l'augmentation correspondant au maximum est de 25 %, et dans le second, de 10 %, l'angle des plans réfléchissants avec le faisceau incident étant de 18°.

Dans la seconde disposition, la lame était un disque de $4^{mm},8$ d'épaisseur et de $17^{mm},5$ de diamètre, vibrant en épaisseur suivant l'axe électrique à sa fréquence fondamentale, 595 kilocycles par seconde. Le rayonnement était $MoK\alpha$, filtré par $ZrO^2$, que nous avons fait réfléchir en 1er, 2e et 3e ordres. La lame était fixée verticalement par deux ressorts la maintenant appliquée sur une couronne orientable, l'axe de rotation passant par la face réfléchissante. Dans une première série d'expériences, nous avons constaté un accroissement régulier du pouvoir réflecteur avec la tension appliquée, suivi d'un maximum vers 90 volts. Un réglage plus correct du serrage de la lame a fait disparaître ce maximum et permis de constater une variation sensiblement linéaire en fonction de la tension, jusqu'à 120 volts, valeur maximum que nous pouvions mesurer. Pour une tension de 100 volts, les augmentations relatives d'intensité sont : 150 % pour le 1er ordre, 90 % pour le 2e ordre et 55 % pour le 3e. En dehors des faisceaux réfléchis sélectivement, on ne constate aucune variation sensible de l'intensité diffusée.

On peut expliquer l'existence du maximum constaté dans les expériences précédentes par l'apparition, pour une tension électrique déterminée, de vibrations parasites du cristal. On peut en effet constater un changement d'aspect des figures obtenues en saupoudrant de poudre de lycopode la lame placée horizontalement pour les valeurs de la tension correspondant aux maxima observés. Avec une lame vibrant régulièrement, l'augmentation du pouvoir réflecteur croît à peu près proportionnellement à la tension électrique, donc à l'amplitude des oscillations, au moins dans la limite des valeurs étudiées.

Les calculs théoriques de J. Weigle et K. Bleuler (2) et ceux de J. Laval (3) ne permettent pas d'attribuer ce phénomène à l'influence des ondes élastiques stationnaires du cristal sur la diffraction des rayons X. Ils conduisent en effet à prévoir, pour un rayonnement monochromatique, un élargissement de la raie, mais pas d'augmentation sensible d'intensité pour les fréquences que nous

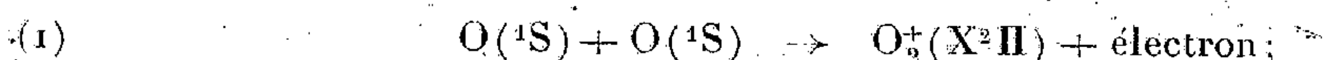
(2) *Helv. Phys. Acta*, **15**, 1942, p. 445.
(3) *Bull. Soc. fr. Minér.*, **64**, 1941, p. 1.

avons utilisées. Pour un rayonnement incident continu, cet élargissement pourrait donner lieu à un accroissement global d'intensité, mais cela ne concerne qu'une de nos expériences, celle effectuée avec une anticathode de tungstène, et ne suffit pas à interpréter les autres. Il semble que l'on doive plutôt en chercher l'explication dans la structure imparfaite du cristal, accrue par l'état de vibration. Les calculs de pouvoirs réflecteurs de cristaux parfaits d'une part et de cristaux totalement imparfaits d'autre part montrent que leur rapport est une fonction très rapidement variable de l'angle de rasance. Ces calculs n'ont pas encore été effectués pour le quartz, aussi ne pouvons-nous faire que des raisonnements d'ordre qualitatif. Néanmoins, si l'on se rapporte aux courbes relatives au pouvoir réflecteur de la calcite [4], on peut constater que les rapports des pouvoirs réflecteurs du quartz au repos et en vibration pour les différents ordres de réflexion varient avec l'angle de rasance d'une manière parallèle à ceux donnés par deux cristaux idéaux, l'un parfait et l'autre imparfait.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur l'origine de la couche ionosphérique* E. Note de M. **Junior Gauzit**, transmise par M. Charles Fabry.

On n'a proposé jusqu'ici aucune hypothèse pleinement satisfaisante pour expliquer l'origine de la couche ionosphérique E, ni pour le maintien d'une ionisation relativement élevée pendant la nuit. Certains auteurs attribuent la formation de cette couche à l'ionisation photochimique des molécules d'oxygène; mais on estime généralement que le rayonnement solaire ultraviolet est beaucoup trop faible pour provoquer l'ionisation observée; nous hésitons à admettre, avec M. N. Saha [1], que ce rayonnement serait $10^6$ fois plus intense que celui d'un corps noir à 6800°K. Une ionisation à partir d'un niveau métastable, par exemple celle des atomes $^1S$ d'oxygène, que R. Jouaust [2] a envisagée, est évidemment possible, mais n'explique pas l'ionisation nocturne.

Nous désirons attirer l'attention sur un mécanisme capable de provoquer l'apparition d'un nombre considérable d'électrons vers l'altitude de la couche E : deux atomes métastables $^1S$ d'oxygène peuvent se combiner par choc double pour former une molécule ionisée et un électron :



(1) $$O(^1S) + O(^1S) \rightarrow O_2^+(X^2\Pi) + \text{électron};$$

la libération de l'électron permet en effet de remplir les conditions de conservation de l'énergie et du moment lors du choc; de plus la combinaison des deux atomes $^1S$ fournit une énergie de 13,5 électron-volts, supérieure à l'énergie d'ionisation de la molécule formée (12,5 électron-volts). Si l'on

[4] W. L. Bragg et C. G. Darwin, *Phil. Mag.*, 1, 1926, p. 897.

[1] *Proc. Roy. Soc. London*, **160**, 1937, p. 155.

[2] *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 441.

admet, avec G. Wentzel (3), qu'une ionisation spontanée ne demande pour s'accomplir qu'un temps de l'ordre de $10^{-15}$ sec., on peut prévoir que chaque collision de deux atomes $^1S$ doit être suivie de la réaction précédente, puisque la durée de ces collisions est d'environ $10^{-13}$ sec.

L'abondance des atomes $^1S$ d'oxygène est relativement grande vers l'altitude de $10^{km}$, dans la zone peu étendue qui forme la transition entre l'atmosphère supérieure atomique et l'atmosphère inférieure moléculaire (4). En effet, les recombinaisons par chocs triples libèrent une énergie suffisante pour porter les atomes d'oxygène au niveau $^1S$ (5); plus bas la proportion d'oxygène atomique décroît, plus haut les chocs triples deviennent rapidement plus rares.

Entre la formation d'atomes d'oxygène par dissociation photochimique des molécules et la libération d'un électron, il ne s'écoule, vers $100^{km}$, qu'un faible intervalle de temps, puisque $10^3$ sec. suffisent en moyenne pour qu'un atome d'oxygène subisse un choc triple, qui le portera au niveau $^1S$, dont la durée de vie n'est que 0,5 sec., mais est assez longue pour que la réaction (1) ait le temps de se réaliser. Ainsi le mécanisme complexe, dissociation photochimique de $O^2$, excitation par chocs triples d'atomes O à l'état $^1S$, rencontre de deux atomes $^1S$, qui conduit à la libération d'un électron, présente des analogies avec une ionisation photochimique directe et permet de comprendre l'augmentation de l'ionisation vers midi ou sa décroissance pendant les éclipses de Soleil.

La recombinaison des atomes d'oxygène se poursuit tout au long de la nuit, continuant à créer des atomes $^1S$ et des électrons. Elle tend à se propager lentement en altitude, mais il se réalise en même temps une contraction de la haute atmosphère sur la région de la couche E, où les recombinaisons ont produit une diminution de pression.

D'ailleurs le maintien de l'ionisation pendant la nuit peut également résulter d'une combinaison de notre processus avec celui proposé par D. F. Martyn et O. O. Pulley (6), formation d'ions négatifs par fixation des électrons sur les atomes d'oxygène, suivie d'une recombinaison de ces ions avec des atomes normaux, puisque ce dernier mécanisme peut fournir aux électrons libérés une énergie suffisante pour exciter par choc les atomes normaux d'oxygène et les porter au niveau $^1S$.

Nous sommes amené à prévoir un parallélisme entre l'ionisation de la couche E et l'intensité de la raie verte du ciel nocturne, car les deux phénomènes dépendent de la concentration de la haute atmosphère en atomes $^1S$

(3) *Zeit. f. Physik*, 43, 1927, p. 524.

(4) J. Gauzit, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 692; *Cahiers de Physique*, n° 9, 1942, p. 47.

(5) S. Chapman, *Philosophical Magazine*, 23, 1937, p. 657.

(6) *Proc. Roy. Soc. London*, 154, 1936, p. 455.

d'oxygène. On dispose jusqu'ici de peu de données pour vérifier une telle relation. Constatons pourtant que l'ionisation E présente généralement une rapide décroissance au coucher du Soleil, suivie d'un faible maximum vers le milieu de la nuit, comme l'intensité de la raie verte.

PHARMACODYNAMIE. — *Modifications de l'activité physiologique de la yohimbine résultant de sa transformation en base ammonium quaternaire.* Note (¹) de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons récemment montré (²) qu'on peut acétyler les fonctions alcoolique et amine secondaire de la yohimbine sans modifier beaucoup l'activité sympathicolytique de cet alcaloïde. Qu'advient-il de cette activité quand, par la transformation en azote pentavalent du nitrogène trivalent de sa fonction amine tertiaire, on fait de la yohimbine une base ammonium quaternaire?

Nos expériences nous ont montré que non seulement on n'obtient pas l'inversion des effets hypertenseurs d'une dose moyenne d'adrénaline, mais même qu'on modifie à peine ces effets, quand on soumet l'animal à l'action d'une dose d'iodométhylate de yohimbine 50 et même 100 fois plus forte que celle de chlorhydrate de yohimbine qui produit toujours l'inversion complète de l'hypertension provoquée normalement par une telle dose moyenne d'adrénaline. La seule activité sympathicolytique de ces quantités énormes d'iodométhylate de yohimbine se traduit par la suppression de l'action vasoconstrictive rénale de ces doses moyennes d'adrénaline.

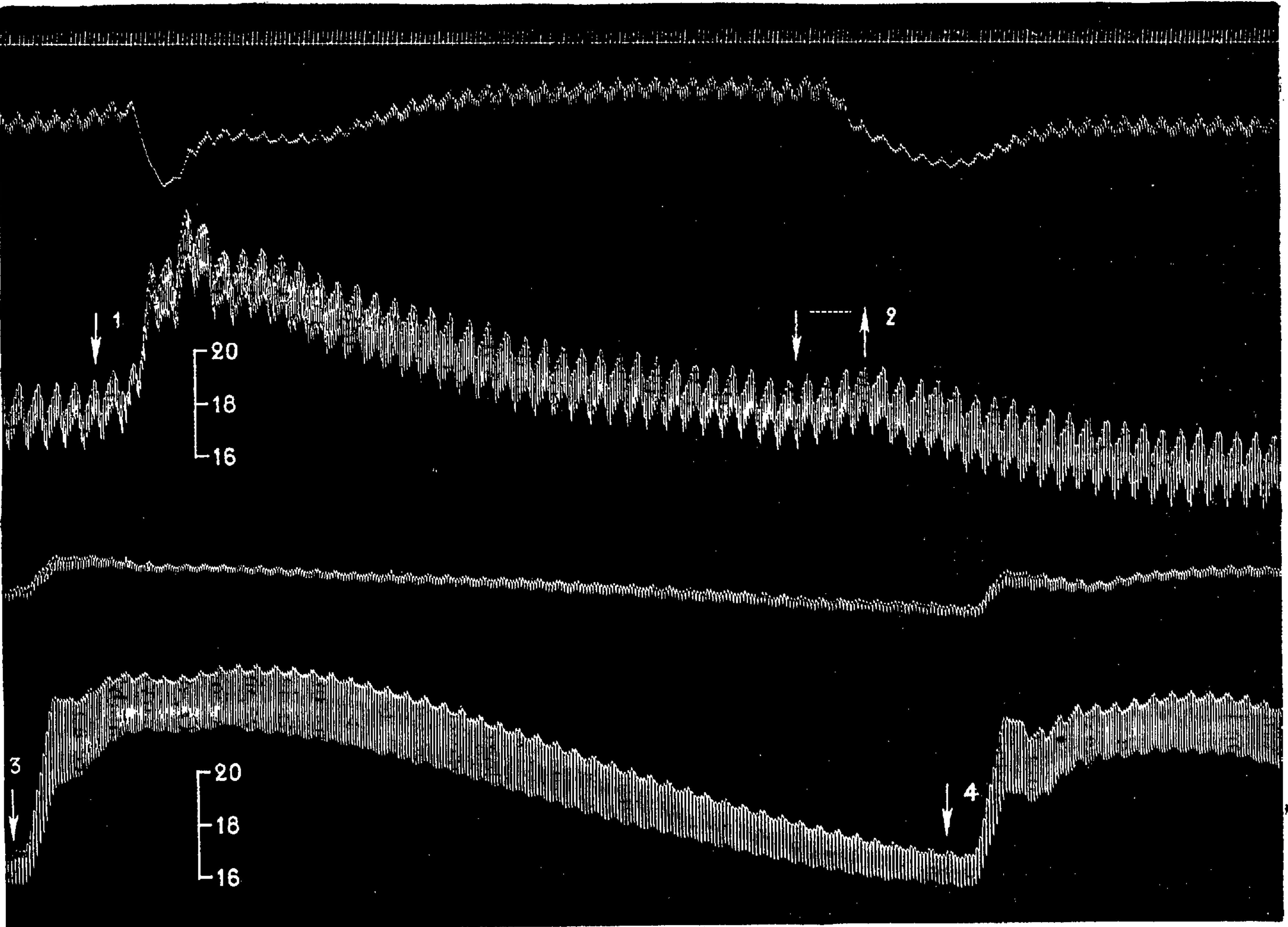
C'est ainsi que, dans l'expérience qui a fourni les tracés ci-joints, nous avons constaté qu'après que l'animal eût été soumis à l'action de $85^{mg}$ d'iodométhylate de yohimbine par kilogramme, l'injection de $0^{mg},005$ d'adrénaline qui avait initialement élevé la pression carotidienne de 189 à 254, soit de $65^{mm}$ de Hg, et provoqué une nette vasoconstriction rénale, fit monter cette pression de 171 à 240, c'est-à-dire de $69^{mm}$ de Hg, mais ne provoqua plus que des variations du volume rénal parallèles à celles de cette pression. Une injection subséquente de la même dose d'adrénaline provoqua une hypertension de $62^{mm}$ de Hg qui fit passer la pression carotidienne de 166 à $228^{mm}$ de Hg et fut encore suivie de variations du tracé oncographique calquées sur celles du tensiogramme.

Bien que nous tenions compte de ce que l'iodométhylate de yohimbine ($C^{21}H^{26}N^2O^3.CH^3I.H^2O$, d'après Barger et Field) ne contient que 68,87 % de base, alors que le chlorhydrate de cet alcaloïde en renferme 90,65 %, nous considérons comme indéniable que la transformation de la yohimbine en base ammonium quaternaire abolit presque totalement l'action sympathicolytique de cet alcaloïde.

---

(¹) Séance du 2 août 1943.

(²) Raymond-Hamet, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 614.




*Expérience du* 9 *juillet* 1943. — Chien ratier à poils ras de 10$^{kg}$, anesthésié par le chloralose (13$^{cg}$ par kg.), bivagotomisé au cou et soumis à la respiration artificielle. 1$^{re}$ ligne : temps en secondes. 2$^{e}$ et 4$^{e}$ lignes : variations du volume du rein enregistrées par l'oncographe d'Hallion et Comte par nous modifié. 3$^{e}$ et 5$^{e}$ lignes : variations de la pression carotidienne enregistrées par le manomètre à mercure. Aux points marqués par les flèches 1, 3 et 4, on a injecté dans la saphène 0$^{mg}$,005 d'adrénaline de Hochst sous forme de bitartrate dissous dans 0$^{cm^3}$,5 de soluté physiologique de chlorure de sodium, par la flèche 2, 50$^{mg}$ d'iodométhylate de yohimbine dissous dans 25$^{cm^3}$ du susdit soluté. Entre la fin du tracé supérieur et le début du tracé inférieur, le chien a reçu dans la saphène 8 injections successives de chacune 100$^{mg}$ d'iodométhylate de yohimbine dissous dans 50$^{cm^3}$ du même soluté physiologique. Tracés réduits de 25 %.

Ajoutons que l'iodométhylation de la yohimbine entraîne encore une diminution de son action hypotensive puisque, dans l'expérience dont il s'agit plus haut, une dose de $5^{mg}$ de ce sel par kilogramme n'a fait baisser la pression carotidienne que de 194 à 167, soit de $27^{mm}$ de Hg.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Rôle des éléments organominéraux du sérum sanguin dans la transfusion sanguine expérimentale.* Note [1] de M. **Henri Violle**, transmise par M. Paul Portier.

Les méthodes de transfusion consistèrent d'abord dans l'inoculation de sang total.

Il a été ensuite démontré que l'on pouvait substituer au sang total, le seul plasma sanguin.

On sait également que l'on a préconisé depuis fort longtemps contre la spoliation sanguine, des sérums minéraux. Dans ces solutions, l'élément de base est le chlorure de sodium. Cet électrolyte en solution aqueuse représente le prototype le plus ancien du *sérum artificiel.* Bien d'autres depuis sont entrés dans la composition des solutés salins. Assurément ces sérums ont une action réelle, bienfaisante, mais passagère; ils ne *tiennent pas*, dialysant, à travers les parois du système circulatoire, dans les tissus.

L'absence de viscosité de ces sérums minéraux a été commentée comme un fait regrettable. Divers auteurs y suppléent par l'addition de divers colloïdes qui doivent être choisis judicieusement pour éviter toute réaction sur les protéines du sang. Cependant il ne faut pas oublier que, lors des grandes hémorragies, les phénomènes réactionnels d'hypotension sont assez prononcés pour agir sur le rétrécissement de calibre des vaisseaux en freinant le débit sanguin dans le même sens qu'une augmentation de viscosité.

Nous nous sommes demandé si les éléments organominéraux du sang ne jouaient pas un rôle important dans les effets de la transfusion sanguine. C'est ainsi que nous fûmes amené à faire différentes recherches sur des sérums dont les matières protéiques étaient en majeure parties éliminées. Nous avons utilisé comme matière première le sang de cheval ou de bœuf, dont la composition en sels organominéraux présente beaucoup d'analogies avec celle du sang humain. La préparation qui a servi à nos expériences est donc constituée par du sérum privé de 95 % environ de ses matières protéiques par précipitation des albumines à un pH correspondant à leur point iso-électrique. Elle contient, outre les sels organominéraux du sérum, une fraction importante de substances diverses, urée, créatine, acides aminés etc., qui s'y trouvent normalement. Le glucose, qui a disparu, est remplacé par une quantité équivalente à celle qui existait primitivement.

---

(1) Séance du 12 juillet 1943.

Pour favoriser la dilution de ces sels sériques, et pour établir l'isotonie du milieu à injecter, il est ajouté une solution d'eau de mer qui apporte par ailleurs sa contribution d'éléments minéraux nombreux et favorables.

*Composition.* — Ce sérum a la composition suivante :

| | | |
|---|---|---|
| Sérum de cheval sub-déprotéiné | | $500^{cm^3}$ |
| Eau de mer (à $35^g$ ‰ de sels minéraux totaux, soit à $25^g$ de Na Cl ‰) | $125^{cm^3}$ | 500 |
| Eau distillée pour isotonie du milieu à 9 ‰ (rapport de 1 à 3) | 375 | |
| | | $1000^{cm^3}$ |

Total des ions fondamentaux contenus dans ce sérum : Cl 4,14; K 0,19; Na 2,96; Ca 0,127; Mg 0,128, soit $7^g$,55 environ par litre.

Ce soluté organominéral est équilibré au pH, à la tension osmotique ou au point cryoscopique et à la fragilité globulaire équivalents à ceux du sérum ou du sang humain.

Voici une analyse de cette préparation :

| | | |
|---|---|---|
| Indice de réfraction à +15° | | 1,3350 |
| pH à 18-20° | | 7,2 |
| Densité du sérum | | 1,008 |
| Point cryoscopique | | 0,60 |
| Extrait sec | matières minérales | 9,71 |
| | matières organiques | 3,47 |

Nous avons procédé à diverses expériences chez l'animal :

1° chez le Lapin, en vue de déterminer, avant de faire des essais de transfusion, s'il présentait avec ce sérum des réactions immédiates ou lointaines, des chocs peptoniques ou des réactions anaphylactiques, telles qu'elles ont été décrites magistralement par Richet et Portier en 1902; nous n'avons enregistré aucune propriété sensibilisatrice;

2° chez le Cobaye, résultats semblables;

3° chez le Chien, il en fut de même, lors de la recherche des protéotoxies d'Arthus, aisément décelables, entre autres symptômes cardinaux, par l'incoagulabilité du sang.

Dans leur conclusion, Richet, Brodin et Saint-Girons disaient, en 1918, que lorsque l'hémorragie est poussée (chez le Chien) suffisamment loin, soit 70 % de la masse sanguine, pour que la mort soit certaine sauf intervention efficace, il est exceptionnel que l'injection intra-veineuse de sérums artificiels (salé, sucré, gommé, iso- ou hypertonique) amène la survie définitive de l'animal : on constate souvent une amélioration passagère, mais la mort survient dans les 24 heures au plus tard dans le collapsus avec des phénomènes de diarrhée sanglante.

Voici une des expériences types telle que nous l'avons faite chez le Chien : Poids : $7^{kg}$,800. Masse sanguine totale : 7,7 % du poids de l'animal, soit $600^g$.

On a soustrait 70 % du poids de la masse sanguine totale, soit 420$^g$ ou 400$^{cm^3}$ (densité du sang 1050); soit 1/20$^e$ du poids de son corps ou 5 % environ.

Dès que cette masse sanguine a été prélevée à l'artère fémorale, d'où elle s'écoule rapidement dans une éprouvette graduée, il est immédiatement injecté dans la saphène une masse équivalente de sérum subdéprotéiné, soit 420$^{cm^3}$.

L'animal, après opération sous anesthésie à l'éther, reprend progressivement contact avec la vie, se tient sur ses pattes et fait quelques mouvements, boit un peu d'eau, puis s'allonge. Le lendemain après midi, c'est-à-dire 24 heures après l'opération, il est en bon état, son regard vif suit l'observateur. Il a un peu mangé et un peu bu. Pas de diarrhée. Urines paraissant normales.

Le surlendemain, c'est-à-dire 48 heures après l'opération, l'animal est rétabli. Dans les jours suivants il reprend son poids normal et son sang atteint rapidement son taux primitif d'hémoglobine. Après une vingtaine de jours, les résultats s'étant affirmés définitifs, l'animal est sacrifié.

Ces faits, établissant la valeur physiologique d'un tel sérum, nous ont paru suffisamment intéressants pour être rapportés.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action vitaminique bivalente* $B_1$ *et* $B_2$ *de la fluorescyanine*. Note [1] de MM. **René-Guy Busnel, Paul Chauchard,** M$^{me}$ **Henriette Mazoué,** MM. **Marcel Pesson** et **Michel Polonovski,** présentée par M. Maurice Javillier.

Le rapprochement de la fluorescyanine [2] avec la vitamine $B_2$, qui s'était imposé à notre esprit par les seules considérations histochimiques, avait trouvé une confirmation dans les premiers travaux entrepris sur la croissance des Rats en avitaminose $B_2$, pratiqués soit à l'aide de tissus [3], soit avec des extraits d'écailles de Carpe privés de riboflavine par irradiation en milieu alcalin [4]. Ce sont tout d'abord ces recherches que nous avons reprises avec la fluorescyanine purifiée par chromatographie et exempte de flavine [2]. Les Rats sont soumis au régime d'avitaminose $B_2$ de L. Randoin, Raffy et Aguirezabella, puis reçoivent par jour 50$^\gamma$ de fluorescyanine. Les résultats ressortent pleinement de l'accélération de la courbe de croissance (*fig.* 2).

L'étude chronaximétrique de ces Rats carencés confirme également les expériences précédentes [4]; leurs chronaxies sont ramenées à la normale dans des délais identiques à ceux de la riboflavine, traduisant ainsi la guérison des troubles nerveux de cette avitaminose [5].

---

(1) Séance du 2 août 1943.
(2) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 163.
(3) *C. R. Soc. Biol.*, **129**, 1938, p. 473.
(4) *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 82.
(5) *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 45.

Parallèlement à ces expériences d'avitaminose $B_2$, nous avons étudié l'action de notre nouveau pigment sur des Rats en avitaminose $B_1$, soumis au régime de L. Randoin. A notre grande surprise, l'action vitaminique s'est manifestée d'une façon aussi nette que dans la carence flavinique, ainsi qu'en témoigne le graphique (*fig.* 1). Dans d'autres essais, alors que les témoins demeuraient

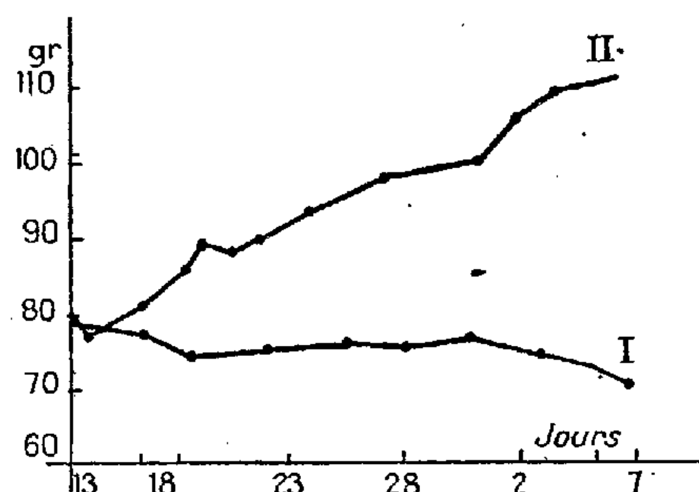



Fig. 1. — Courbe de croissance de jeunes rats soumis au régime d'avitaminose $B_1$.

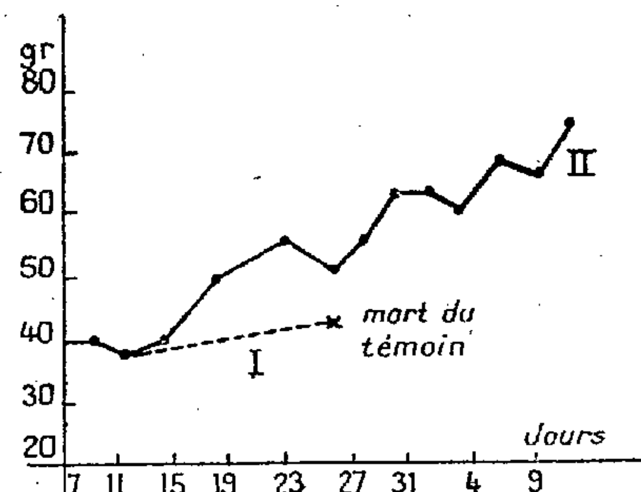



Fig. 2. — Courbe de croissance de jeunes rats soumis au régime d'avitaminose $B_2$.

I, Rats témoins soumis au régime carencé; II, Rats recevant en outre la fluorescyanine.

près de leur poids de départ, les Rats qui recevaient 10$^\gamma$ de fluorescyanine ont vu leur poids s'élever de 69$^g$ environ à 106-108$^g$ en deux semaines.

Les chronaxies nerveuses de ces animaux carencés reviennent aussi très rapidement à la normale; en capacités chronaxiques :

| | |
|---|---|
| Témoin carencé, début de l'expérience | 10-12 mμF |
| fin » | 5-5 » |
| Rat carencé + fluorescyanine, début de l'expérience | 10-12 mμF |
| fin » | 25-40 » |

L'excitation nerveuse de l'avitaminose $B_1$ est donc également corrigée par la fluorescyanine. L'étude chimique de ce produit ne permet cependant pas d'imputer cette action à la présence d'aneurine, et il semble bien que nous nous trouvions, pour la première fois, en face d'une substance définie douée simultanément, chez le Rat, des actions vitaminiques $B_2$ et $B_1$, la fluorescyanine pouvant suppléer, chez cet animal, à une carence en aneurine et en riboflavine.

CHIMIE PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Action du froid sur la réparation des radiolésions chez une levure et chez une Bactérie.* Note de M. **Raymond Latarjet**, présentée par M. Jacques Duclaux.

La radiolésion primaire, modification *photochimique* provoquée à l'échelle moléculaire par l'absorption efficace du rayonnement, est insensible à la température. La chaîne des réactions *chimiques* « sombres » qu'elle amorce et qui aboutit à la lésion définitive observable, présente, au contraire, un coefficient thermique élevé. L'échauffement accélère ces réactions; le refroidissement les ralentit et peut même interrompre la chaîne. Dans ce cas la lésion observable ne se produit plus; la lésion primaire est apparemment *réparée*.

Ce fait a été observé par E. V. Cook sur l'œuf d'Ascaris ([1]) : aussitôt après l'irradiation de plusieurs lots (rayons X, dose 5000*r*), un premier lot est mis en incubation à 25° et donne 98 % d'embryons anormaux. Les autres sont portés au frigidaire à 5° (température que les œufs d'Ascaris supportent pendant six mois), en sont retirés après des temps variables, et mis en incubation. Le taux des embryons anormaux baisse peu à peu : 96 % après un séjour au froid d'une semaine, 85 % après quatre semaines, 55 % après huit semaines.

J'ai recherché ce phénomène sur deux organismes monocellulaires dont les radiolésions ont été antérieurement étudiées : la levure *S. ellipsoïdeus* (Chambertin ([2]), et le Bacille paradysentérique Y ([3]). Les lésions prises pour test sont : pour la levure, la mort différée; pour le Bacille, l'arrêt de la multiplication.

Une suspension du germe, de concentration appropriée, est étalée sur milieu nutritif solide dans une série de boîtes identiques. Ces boîtes sont soumises à la même irradiation, à la température du laboratoire, puis portées au frigidaire à 5°. Elles en sont retirées après des séjours plus ou moins prolongés, puis mises aussitôt à l'étuve (la levure à 25°, le Bacille à 37°). Après 20 heures d'incubation, on dénombre les individus lésés et l'on détermine le taux des lésions par comparaison avec un témoin non irradié soumis au même séjour à 5°. Ce séjour ne modifie pas le développement ultérieur des levures ([4]) ni des Bacilles; mais, chez ces derniers, le nombre des colonies, du témoin comme de l'irradié, diminue quelque peu, sans que le taux des lésions en soit changé. Voici les résultats de trois expériences.

| Nature du rayonnement. | Levures A. | Levures B. | Bacilles A. | Bacilles B. |
|---|---|---|---|---|
| I. Rayonnement X ([5]) λ 1,54 Å (Kα du cuivre) intensité 6250/*r* minute. | Dose 12500*r*. | | Dose 12500*r*. | |
| | 0 | 44,8 | 0 | 77,7 |
| | 2 | 22,8 | 2 | 80,5 |
| | 5 | 11,2 | 5 | 78,6 |
| | – | – | 7 | 83,4 |
| II. Même rayonnement. | Dose 13100*r*. | | Dose 5000*r*. | |
| | 0 | 37,0 | 0 | 55,3 |
| | 3 | 30,0 | 2 | 61,6 |
| | 4 | 28,6 | 7 | 55,4 |
| | 6 | 22,3 | 10 | 68,7 |
| | 10 | 19,0 | 13 | 60,0 |

A, séjour à 5° (en jours); B, individus lésés (p. 100).

([1]) *Radiology*, 32, 1939, p. 289.

([2]) F. Holweck et A. Lacassagne, *Radiophysiol. et Radioth.*, 3, 1934, p. 215.

([3]) R. Latarjet, *Ann. Inst. Pasteur*, 69, 1943, p. 205.

([4]) A. Lacassagne et F. Holweck, *C. R. Soc. Biol.*, 104, 1930, p. 1221.

([5]) Le tube a été étalonné par M. Frilley.

| Nature du rayonnement. | Levures A. | Levures B. | Bacilles A. | Bacilles B. |
|---|---|---|---|---|
| | Dose 700 ergs/mm². | | Dose 400 ergs/mm². | |
| III. Rayonnement ultraviolet λ 2537 Å, intensité 26 ergs/mm²/seconde | 0 | 60,0 | 0 | 86,9 |
| | 2 | 46,4 | 3 | 91,8 |
| | 5 | 32,0 | 7 | 90,2 |
| | 8 | 32,4 | 10 | 93,4 |
| | 9 | 29,0 | – | – |

Ces trois expériences montrent que le séjour à 5° diminue le taux des radiolésions chez la levure, mais ne le modifie pas chez le Bacille. On peut ainsi conclure :

1° Comme l'œuf d'Ascaris, la levure soumise à la température de 5° qui arrête son bourgeonnement, conserve des métabolismes capables d'entraver l'évolution de la radiolésion primaire et d'en supprimer les conséquences.

2° Le Bacille paradysentérique ne peut, dans les conditions précédentes, assurer cette *réparation*. A 5° la lésion primaire demeure latente; elle évolue ensuite normalement dès que l'échauffement autorise le fonctionnement normal de la Bactérie. Ce fait peut être attribué à deux causes :

*a.* l'inaptitude de la Bactérie à réparer la lésion primaire;

*b.* le blocage simultané, à 5°, des processus évolutifs de la lésion et des processus de réparation, alors que ces derniers subsistent, du moins partiellement, chez la levure. D'autres expériences nous renseigneront à ce sujet.

La séance est levée à 15h20m. L. B.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

Ouvrages reçus pendant les séances de juillet 1943.

*Traité de protozoologie vétérinaire et comparée*, par Georges Curasson. Tome I. *Trypanosomes;* Tome II. *Spirochètes. Flagellés. Infusoires. Rhizopodes;* Tome III. *Sporozoaires.* Paris, Vigot Frères, 1943; 3 vol. 25cm,5.

Actualités scientifiques et industrielles. 932. Études physicochimiques appliquées à la biologie. Symposium tenu à Bordeaux à l'occasion du *Jubilé scientifique de M. Henri Devaux*, 30 juin-2 juillet 1941. I. *Sur les phénomènes de mouillabilité et les applications de ces phénomènes*, par Henri Devaux, Paul Woog, Marcel Abridat, André Dognon et P. Lecomte du Noüy. Paris, Hermann et Cie, 1942; 1 vol. 25cm.

Résultats des Campagnes scientifiques accomplies sur son yacht par Albert Ier, prince souverain de Monaco, publiés sous sa direction avec le concours de M. Jules Richard. Fascicules CV. *Mysidacés provenant des Campagnes du Prince Albert Ier de Monaco*, par Henri Nouvel. Imprimerie de Monaco, 1943; 1 vol. 36cm.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 18 AOUT 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur la théorie du mélangeur isobare d'une trompe à gaz parfaits.* Note de M. **Maurice Roy**.

I. La théorie simplifiée des trompes à gaz que j'ai donnée en 1930 ([1]), inspirée principalement de certaines idées de Rateau, met en évidence une *diminution* nécessaire de l'énergie cinétique des jets à la traversée du mélangeur. Ma démonstration d'alors implique notamment la double hypothèse que la pression *réversible* des gaz, supposés assujettis aux lois des gaz parfaits, est uniforme dans le mélangeur et qu'à la sortie de celui-ci les gaz ne sont pas diffusés l'un dans l'autre.

Cette dernière condition peut sembler trop restrictive, surtout parce qu'on suppose par ailleurs le mélange des gaz uniforme dans cette même section de sortie.

Voici comment on peut améliorer la démonstration en tenant compte de la possibilité d'une diffusion plus ou moins complète et à laquelle, toutefois, la brièveté de la traversée du mélangeur par les jets fait probablement obstacle.

II. On affecte les indices 1 et 2 aux sections d'entrée et de sortie du mélangeur et un accent simple ou double aux fluides de l'un et l'autre jets, entraîneur et entraîné, de débits en masse $m'$ et $m''$. On désigne par $\mathcal{S}$, $\mathcal{J}$, $\mathcal{W}$ l'entropie, l'enthalpie et l'énergie cinétique du débit total $(m'+m'')$, par $\Delta\mathcal{S}$, $\Delta\mathcal{J}$, $\Delta\mathcal{W}$ leurs variations à la traversée du mélangeur.

A l'entrée du mélangeur les jets sont séparés. Les hypothèses admises sont les suivantes : *a.* les gaz obéissent aux lois des gaz parfaits; *b.* les pressions $p$, températures absolues T et vitesses par rapport au mélangeur $w$ sont uniformes dans les sections d'entrée, donc l'effet de la viscosité négligeable dans ces sections (en particulier $p'_1 = p''_1 \equiv p_1$); *c.* il en est de même dans la section de sortie où, en outre, la composition du mélange est également uniforme; *d.* le fonctionnement du mélangeur, parois comprises, est permanent et adiabatique par rapport à l'extérieur; *e.* la pression réversible des jets est constante de l'entrée à la sortie $(p_2 \equiv p_1)$; *f.* les effets des viscosités internes ainsi que des

([1]) *Recherches théoriques sur les systèmes motopropulseurs à réaction*, Paris, 1930, p. 197.

frottements et viscosités de contact s'évanouissent lorsque l'écart $(w'_1 - w''_1)$ tend vers zéro, ce qui entraîne alors que les gaz conservent leur vitesse uniforme et égale $(w_2 = w'_1 = w''_1 ; \Delta\mathcal{W} = 0)$.

Selon Gibbs et Jouguet, l'entropie $\mathcal{S}$ est la somme des produits $m\mathrm{S}$ (S, entropie spécifique d'un gaz), chaque gaz étant considéré *sous sa pression partielle en cas de mélange avec diffusion*. Par suite, tant que l'état de chaque gaz parfait, défini par sa pression réversible $p$ (partielle ou totale, selon mélange ou non) et par T, est uniforme dans toute la masse débitée,

$$(1)\quad \mathcal{S} = m'\mathrm{S}' + m''\mathrm{S}'' = m'\mathrm{C}'\,\mathrm{Log}\frac{\mathrm{T}'}{\mathrm{T}_0} + m''\mathrm{C}''\,\mathrm{Log}\frac{\mathrm{T}''}{\mathrm{T}_0} + m'\mathrm{R}'\,\mathrm{Log}\frac{p_0}{p'} + m''\mathrm{R}''\,\mathrm{Log}\frac{p_0}{p''},$$

$\mathcal{S}$, $\mathrm{S}'$, $\mathrm{S}''$ étant pris simultanément nuls dans l'état de référence $(p_0, \mathrm{T}_0)$.

III. Le premier principe de la Thermodynamique donne, à la traversée du mélangeur isobare,

$$(2)\quad \Delta\mathcal{J} + \Delta\mathcal{W} = 0 \qquad [\text{avec } \Delta\mathcal{J} \equiv m'\mathrm{C}'(\mathrm{T}_2 - \mathrm{T}'_1) + m''\mathrm{C}''(\mathrm{T}_2 - \mathrm{T}''_1)],$$

et il s'agit de montrer que $\Delta\mathcal{W}$ est *nécessairement négatif ou nul*.

Le second principe donne $\Delta\mathcal{S} > 0$ et l'augmentation d'entropie est d'autant plus grande que le travail non compensé de toutes les irréversibilités mises en jeu dans le mélangeur est lui-même plus important.

IV. Ceci posé, envisageons quatre cas types, à irréversibilités croissantes :

*a*. $w'_1 = w''_1$, $\mathrm{T}'_1 \neq \mathrm{T}''_1$, pas de diffusion dans l'état 2. Il y a alors simple échange subréversible de chaleur entre les jets, et l'uniformisation admise de $\mathrm{T}_2$ entraîne, avec l'adiabacité globale,

$$(3)\quad \Delta_a\mathcal{J} = m'\mathrm{C}'[(\mathrm{T}_2)_a - \mathrm{T}'_1] + m''\mathrm{C}''[(\mathrm{T}_2)_a - \mathrm{T}''_1] = 0,$$

$$(4)\quad \Delta_a\mathcal{S} = m'\mathrm{C}'\,\mathrm{Log}\frac{(\mathrm{T}_2)_a}{\mathrm{T}'_1} + m''\mathrm{C}''\,\mathrm{Log}\frac{(\mathrm{T}_2)_a}{\mathrm{T}''_1}.$$

On vérifie par (3) et (4) que $\Delta_a\mathcal{S}$ est positif. D'autre part, $\Delta_a\mathcal{W} = 0$;

*b*. $w'_1 = w''_1$, $\mathrm{T}'_1 \neq \mathrm{T}''_1$, diffusion totale dans l'état 2. A égalité de $\mathrm{T}'_1$ et $\mathrm{T}''_1$ avec le cas *a* on a $\Delta_b\mathcal{W} = \Delta_a\mathcal{W} = 0$ et $\Delta_b\mathcal{J} = \Delta_a\mathcal{J}$ ou $(\mathrm{T}_2)_b = (\mathrm{T}_2)_a$, mais d'après (1),

$$(5)\quad \Delta_b\mathcal{S} = \Delta_a\mathcal{S} + m'\mathrm{R}'\,\mathrm{Log}\frac{p_1}{p'_2} + m''\mathrm{R}''\,\mathrm{Log}\frac{p_1}{p''_2} \equiv \Delta_a\mathcal{S} + \Delta'_b\mathcal{S},$$

où $\Delta'_b\mathcal{S}$, évidemment positif, ne dépend que de $m'\mathrm{R}'$ et $m''\mathrm{R}''$, car $p'_2 + p''_2 \equiv p_1$ et $p'_2$ et $p''_2$ sont de la forme $p'_2 = p_1 m'\mathrm{R}'/(m'\mathrm{R}' + m''\mathrm{R}'')$;

*c*. $w'_1 \neq w''_1$, $\mathrm{T}'_1 \neq \mathrm{T}''_1$, pas de diffusion dans l'état 2. A égalité de $\mathrm{T}'_1$ et $\mathrm{T}''_1$ avec le cas *a*, on a $\Delta_c\mathcal{S}$ donné par la même expression que (4) et nécessairement supérieur à $\Delta_a\mathcal{S}$, donc $(\mathrm{T}_2)_c > (\mathrm{T}_2)_a$ et $\Delta_c\mathcal{J} > \Delta_a\mathcal{J}$, donc $\Delta_c\mathcal{J} > 0$ et, par (2), $\Delta_c\mathcal{W} < 0$;

*d*. $w'_1 \neq w''_1$, $\mathrm{T}'_1 \neq \mathrm{T}''_1$, diffusion totale dans l'état 2. A égalité de $\mathrm{T}'_1$ et $\mathrm{T}''_1$ avec le cas *b* on a $\Delta_d\mathcal{S}$ donné par la même expression que (5) et nécessairement supérieur à $\Delta_b\mathcal{S}$, donc $(\mathrm{T}_2)_d > (\mathrm{T}_2)_b$ et $\Delta_d\mathcal{J} > \Delta_b\mathcal{J}$, donc $\Delta_d\mathcal{J} > 0$ et, par (2), $\Delta_d\mathcal{W} < 0$. D'autre part, on peut considérer comme certain que, toutes autres

conditions égales, on a $\Delta_d \mathcal{S} > \Delta_c \mathcal{S}$ ou $(T_2)_d > (T_2)_c$, donc $\Delta_d \mathcal{J} > \Delta_c \mathcal{J}$ et $\Delta_d \mathcal{W} < \Delta_c \mathcal{W}$ ou $\Delta_d \mathcal{W}$ *inférieur à une valeur négative finie.*

Il résulte de là que la *chute relative d'énergie cinétique* $k = -\Delta\mathcal{W}/\mathcal{W}_1$ qui est par définition inférieure à l'unité, est nulle en même temps que $(w'_1 - w''_1)$, que la diffusion soit nulle ou totale dans l'état 2, ainsi que, vraisemblablement, pour tout cas intermédiaire; positive et finie $(\Delta\mathcal{W} < 0)$ dès que $(w'_1 - w''_1)$ devient fini, ladite valeur positive croissant lorsque dans l'état 2 la diffusion de nulle devient totale, et croissant vraisemblablement à mesure que la diffusion en 2 est plus complète.

Ainsi se trouve précisé le résultat annoncé.

V. Si, *en outre* des hypothèses spécifiées en II, on admet que l'effort *normal* des gaz sur la paroi latérale est constant et égal à $p_1$ et que les vitesses $w'_1$, $w''_1$ et $w_2$ sont parallèles, le théorème des quantités de mouvement suivant la direction commune de ces vitesses donne

$$(6) \qquad (m' + m'')w_2 - (m'w'_1 + m''w''_1) = -F \equiv -j(m'w'_1 + m''w''_1).$$

(F, réaction tangentielle et axiale de la paroi latérale sur les gaz, positive dans le sens opposé aux vitesses). La *chute relative de quantité de mouvement* $j$, qui est par définition inférieure à l'unité, est de même signe que F et nulle avec $(w'_1 - w''_1)$ selon l'hypothèse $f$ ci-dessus. Entre $k$ et $j$ existe la relation

$$(7) \qquad (1-j)^2 = (1-k)\left[1 + \frac{m'm''(w'_1 - w''_1)^2}{(m'w'_1 + m''w''_1)^2}\right],$$

d'où il résulte que, avec nos hypothèses spécifiées en II, $j$ et $k$ sont *simultanément égaux à zéro ou à l'unité.* Alors que $k$ est nécessairement compris entre ces limites, il ne résulte pas des principes de la Thermodynamique qu'il en soit nécessairement ainsi de $j$, c'est-à-dire que la résultante de frottement du mélangeur sur les jets soit opposée au mouvement général, comme il semble assez naturel. En fait la considération de $k$ reste la plus intéressante, et suffisante du point de vue énergétique.

M. **Gaston Fayet** fait hommage à l'Académie de son Mémoire intitulé *Contribution à l'étude des excentricités des orbites cométaires.*

## CORRESPONDANCE.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur certaines suites de polynomes.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

I. Étant donnée une suite de polynomes $P_1(z)$, $P_2(z)$, ..., $P_n(z)$, ..., appelons $\delta_n$ le degré de $P_n(z)$, $\alpha_1^{(n)}$, $\alpha_2^{(n)}$, ..., $\alpha_{\delta_n}^{(n)}$, ou plus simplement $\alpha_1$, $\alpha_2$, ..., $\alpha_{\delta_n}$, les zéros de ce polynome, et $\nu_n(e)$ le nombre de zéros de $P_n(z)$ appartenant à l'ensemble de points $e$. Soit E l'ensemble des points limites de points $\alpha_i^{(n)}$.

Soit d'autre part $\varphi(n)$ une fonction positive quelconque de l'entier $n$.

J'ai établi dans ma Thèse (¹) le théorème suivant :

Si $\delta_n/\varphi(n)$ reste borné, pour qu'il existe des coefficients $c_n$ et une fonction réelle $\Phi(z)$ tels que, quelle que soit la suite d'entiers $n_1, n_2, \ldots, n_k, \ldots$ croissant idéfiniment, on ait *presque partout*

$$\overline{\lim}\,\frac{1}{\varphi(n_k)}\log|c_{n_k}P_{n_k}(z)| = \Phi(z);$$

il faut et il suffit que la suite des fonctions d'ensemble $\mu_n(e) = [1/\varphi(n)]\nu_n(e)$ soit convergente.

La fonction limite $\mu(e)$ est déterminée par la connaissance de $\Phi(z)$. L'ensemble des points où l'égalité n'a pas lieu (le signe $=$ devant être remplacé par $<$) est contenu dans E et de mesure d'ordre $\alpha$ nulle quel que soit $\alpha > 0$.

1° Il résulte d'un théorème de MM. Brelot et H. Cartan (²) que l'ensemble exceptionnel précédent est de capacité extérieure nulle.

2° On peut remplacer l'hypothèse que $\delta_n/\varphi(n)$ reste borné par la suivante : on a, quel que soit $n$,

$$\frac{1}{\varphi(n)}\sum_{|\alpha_i|\geqq R}\frac{1}{|\alpha_i|} \leqq M(R), \quad \text{avec} \lim_{R\to+\infty} M(R) = 0.$$

3° Si l'on suppose simplement que, pour une valeur donnée de R, on ait

$$\frac{1}{\varphi(n)}\sum_{|\alpha_i|\geqq R}\frac{1}{|\alpha_i|} \leqq M,$$

la condition nécessaire et suffisante qui précède est remplacée par les suivantes :

*a.* $\mu_n(e)$ converge vers une fonction $\mu(e)$;

*b.* $\rho$ étant tel que $\mu(e)$ s'annule si $e$ est la circonférence $|z| = \rho$, l'expression

$$\frac{1}{\varphi(n)}\sum_{|\alpha_i|\geqq \rho}\frac{1}{\alpha_i}$$

a une limite $\lambda$.

$\mu(e)$ et $\lambda$ sont déterminés par la connaissance de $\Phi(z)$.

II. Supposons maintenant que tous les zéros de $P_n(z)$ soient réels.

1° Pour qu'il existe des coefficients $c_n$ tels que l'expression

$$\frac{1}{\varphi(n)}\log|c_n P_n(z)|$$

converge en dehors de l'axe réel, il faut et il suffit que :

*a.* la suite des fonctions $\mu_n(e)$ converge vers une fonction $\mu(e)$;

*b.* l'expression $[1/\varphi(n)]\Sigma[\alpha_i/(1+\alpha_i^2)]$ ait une limite $h$;

*c.* l'expression $[1/\varphi(n)]\Sigma[1/(1+\alpha_i^2)]$ ait une limite $k$.

Ces conditions remplies, on peut prendre par exemple $c_n = 1/P_n(z_0)$, avec $z_0$ non réel.

---

(¹) *Annales Éc. Norm. sup.*, 3ᵉ série, 56, III, 1939, p. 173.

(²) H. Cartan, *Comptes rendus*, 214, 1942, pp. 944 et 994.

Il suffit qu'il y ait convergence de $[1/\varphi(n)]\log|c_n P_n(z)|$ dans un domaine, si petit soit-il, pour qu'il en soit de même partout en dehors de l'axe réel; de plus la convergence est uniforme dans tout domaine borné disjoint de cet axe. La fonction limite $U(z)$ est harmonique.

Si $\mu(x)$ est une des fonctions de point (définies à une constante près) associées à la fonction d'ensemble $\mu(e)$, considérée seulement sur l'axe réel, on a

$$(1)\quad U(z)-U(z_0)=\int_{-\infty}^{+\infty}\left\{\log\left|\frac{z-x}{z_0-x}\right|+\frac{x}{1+x^2}\mathcal{R}[z-z_0]\right\}d\mu(x)-h\mathcal{R}[z-z_0]$$
$$-\frac{1}{2}\left[k-\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d\mu(x)}{1+x^2}\right]\mathcal{R}[z^2-z_0^2].$$

La connaissance de $U(z)$ détermine $\mu(e)$, $h$ et $k$ de la façon suivante : $V(z)$ étant une fonction harmonique conjuguée de $U(z)$, on a

$$\lim_{y\to+0}[V(x_2+iy)-V(x_1+iy)]=\pi\left[\frac{\mu(x_1+0)+\mu(x_1-0)}{2}-\frac{\mu(x_2+0)+\mu(x_2-0)}{2}\right],$$

$h$ et $k$ sont ensuite donnés par l'égalité (1).

2° Si l'on suppose de plus que tous les zéros des $P_n(z)$ sont bornés supérieurement par un nombre fixe $l$, les conditions $a$ et $b$ du paragraphe précédent sont suffisantes, et le terme en $\mathcal{R}[z^2-z_0^2]$ de la formule (1) s'annule. Il y a convergence partout à l'extérieur du segment $(-\infty, l)$ de l'axe réel, et convergence uniforme dans tout domaine borné disjoint de ce segment.

On peut remplacer $b$ par

$b'$. A étant un nombre réel supérieur à $l$, $[1/\varphi(n)]\Sigma[1/(A-\alpha_i)]$ a une limite $h'$.

On a

$$U(z)-U(A)=\int_{-\infty}^{l+0}\log\left|\frac{z-x}{A-x}\right|d\mu(x)+\left[h'-\int_{-\infty}^{l+0}\frac{d\mu(x)}{A-x}\right]\mathcal{R}[z-A].$$

La convergence de $[1/\varphi(n)]\log|c_n P_n(z)|$ sur un segment de l'axe réel situé à droite de $l$ suffit à entraîner la convergence partout à l'extérieur du segment $(-\infty, l)$.

Si $\mu_n(e)$ converge, la convergence pour deux valeurs *de parties réelles différentes*, extérieures à ce segment, est suffisante.

De même si tous les zéros des $P_n(z)$ étaient bornés inférieurement.

Ce qui précède permet de retrouver la distribution connue des zéros des polynomes de Laguerre par exemple, ou d'étudier celle des zéros de polynomes définis par des relations de récurrence analogues à celle que vérifient ceux-ci.

## MAGNÉTISME. — *Théorie de l'effet de retard.*

Note de M. **André Herpin.**

Si l'on applique brusquement un champ magnétique, l'aimantation ne suit pas instantanément la variation de champ : il y a effet de retard ou viscosité magnétique. Dans les champs faibles on observe un effet de retard satisfaisant

au principe de superposition de Boltzmann. Mais, pour des champs plus intenses, cet effet est irréversible : ce sont les sauts de Barkhausen qui se produisent avec un certain retard. C'est à cet effet seul que notre théorie s'applique.

Le champ limite $H_0$ est directement lié aux tensions internes qui existent à l'intérieur d'un ferromagnétique :

$$H_0 = \frac{1}{2J_S}(\text{grad}\,\gamma)_{\max} \quad \text{avec } \gamma = \sqrt{\frac{3}{2}\lambda\sigma A}\, 2a,$$

$\sigma$ étant les tensions, $\lambda$ la magnétostriction, A l'énergie d'échange et $a$ le paramètre du réseau ([1]).

Or, du fait des impuretés et des irrégularités du réseau, les tensions internes subissent des fluctuations, donc le champ limite également. Nous supposerons que le champ limite peut varier entre $H_0 - \Delta$ et $H_0 + \Delta$. Le nombre de domaines dont le champ limite est à un instant donné inférieur à $H_0 + \lambda\Delta$ est $N f(\lambda)$.

Le nombre de domaines dont le champ limite prend la valeur $H_0 + \lambda\Delta$ est, pendant l'unité de temps, $N/\tau\,(\lambda)$.

Appliquons un champ H à l'instant O. Tous les domaines tels que $H\cos\theta$ soit inférieur au champ limite vont se retourner ($\theta$ désignant l'angle entre la direction de l'aimantation et celle du champ). Parmi ceux-ci, nous aurons tout d'abord les domaines pour lesquels cette condition est remplie à tout instant, c'est-à-dire pour lesquels $\theta < \theta'$, avec

$$H\cos\theta' = H_0 + \Delta,$$

ce qui fournit l'aimantation

$$J = \int_0^{\theta'} dJ(\theta),$$

en posant

$$dJ(\theta) = 2NVJ_S \sin\theta\cos\theta\, d\theta \quad ([2]).$$

Considérons maintenant les domaines pour lesquels $\theta' < \theta < \theta''$ avec

$$H\cos\theta'' = H_0 - \Delta.$$

Une partie de ces domaines vont se retourner immédiatement, les autres ne se retournant que lorsque le champ limite passe par une valeur particulière.

Examinons les domaines dont l'aimantation fait avec H l'angle $\theta$ à $d\theta$ près. Soit $n(\theta)$ leur nombre. Posons

$$H\cos\theta = H_0 + \lambda\Delta.$$

Le nombre de ces domaines se retournant immédiatement est $n(\theta)\, f(\lambda)$. Soit $n(t)$ le nombre de ces domaines retournés à l'instant $t$. Un domaine se retourne quand son champ limite passe pour la première fois par la

---

([1]) F. Bloch, *Zs. f. Physik*, 74, 1932, p. 295; M. Kersten, *Probleme der technischen Magnetisierungskurve*, Berlin, 1938.

([2]) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 137.

valeur $H_0 + \lambda\Delta$. Le nombre de domaines retournés dans le temps $dt$ est ainsi

$$\frac{1}{\tau}[n(0) - n(t)]\,dt = dn(t),$$

d'où, en intégrant,

$$n(t) = n(0)f(\lambda) + n(0)[1 - f(\lambda)][1 - e^{-t/\tau}].$$

En tenant compte de la valeur de $n(0)$ N $\sin\theta\, d\theta$, on trouve comme variation de l'aimantation

$$dJ(0, t) = f(\lambda)\,dJ(0) + [1 - f(\lambda)]\,dJ(0)[1 - e^{-t/\tau}].$$

D'où la variation totale de l'aimantation

$$J(t) = \int_0^{\theta'} dJ(\theta) + \int_{\theta'}^{\theta''} f(\lambda)\,dJ(\theta) + \int_{\theta'}^{\theta''} [1 - f(\lambda)][1 - e^{-t/\tau}]\,dJ(\theta).$$

On y voit la partie fixe et la partie variable avec le temps, cette dernière étant de forme exponentielle, comme somme d'exponentielles.

Cette théorie rend donc très bien compte de l'effet de retard. Mais elle ne satisfait pas au principe de superposition, car, si l'on annule le champ, il n'y a pas de variation d'aimantation ultérieure.

La viscosité magnétique ne doit être importante que là où l'effet Barkhausen est intense : elle doit être nulle sur la branche descendante de la courbe d'hystérésis et maximum au point d'inflexion. C'est ce que l'expérience vérifie très bien.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le rôle prépondérant des phases précipitées intermédiaires dans la corrosion des solutions solides au cours du revenu.* Note (1) de MM. **Paul Lacombe** et **Georges Chaudron**, présentée par M. Paul Lebeau.

On sait que les solutions solides rendues hétérogènes par l'apparition d'une phase précipitée au cours d'un revenu présentent une sensibilité à la corrosion, variable suivant la température du traitement thermique. On explique cette attaque par la production de piles locales constituées par la solution solide et par les particules du précipité. Mais on peut concevoir des cas où, par suite de la nature équipotentielle des deux phases, la présence de l'hétérogénéité ne provoque pas de corrosion.

Dans ce travail, nous avons étudié parallèlement les deux solutions solides Al-Mg et Al-Cu qui ont le double intérêt de présenter des phases précipitées intermédiaires et de polarités différentes par rapport à la solution solide :

1° *La solution solide aluminium-magnésium.* — Nous avons déjà signalé (2) que la vitesse de corrosion en milieu acide (HCl, 2N) d'un alliage à 9 % de Mg passe par un maximum en fonction de la durée de revenu isotherme. L'amplitude de ce maximum diminue rapidement quand la température du revenu

(1) Séance du 2 août 1943.

(2) *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 1790.

augmente, de sorte qu'au delà d'une certaine température (280°) on n'observe plus ce phénomène. D'après la théorie de la pile locale, il semble que l'on puisse expliquer cette diminution de la vitesse de corrosion en fonction de la durée croissante de revenu par une diminution corrélative du nombre de piles locales, par exemple par la coalescence du précipité. On ne peut retenir cette interprétation, car le maximum de vitesse de corrosion est encore observable pour une température de 240° où le précipité, d'après la micrographie, se présente *dès* les premiers instants du revenu sous forme coalescée.

Par contre nous avons déjà montré ([2]) qu'au début de la précipitation le potentiel de dissolution des alliages était beaucoup plus négatif qu'à l'état trempé. Nous avions alors émis l'hypothèse qu'au début de la décomposition de la solution solide il se formait une phase intermédiaire $\beta'$. L'un de nous a montré récemment par les rayons X ([3]) l'existence de cette phase $\beta'$ qui se transforme rapidement vers 280° en la phase d'équilibre $\beta$. La figure 1 représente une expérience de dissolution par HCl 2N d'un alliage à 11,8 % de magnésium au cours du revenu à 240°. Jusqu'aux environs du maximum (8 heures), les rayons X montrent que l'on est en présence de la phase $\beta'$. Après le maximum on observe l'apparition de la phase d'équilibre $\beta$. Après une quinzaine d'heures on ne trouve plus à côté de la solution solide que la phase d'équilibre $\beta$.

Ainsi les maxima anormaux de vitesse de corrosion sont explicables par la transformation d'une phase intermédiaire $\beta'$ en une phase d'équilibre $\beta$ moins

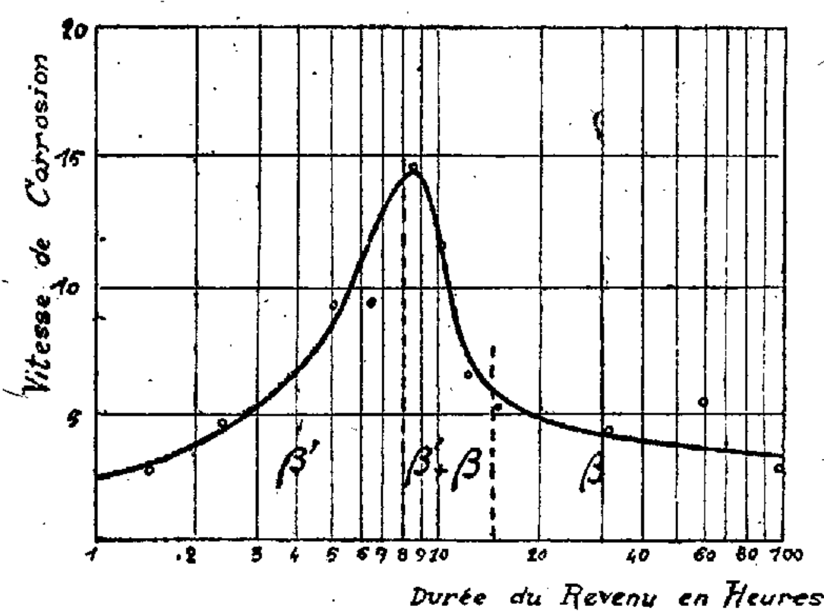


Fig. 1.

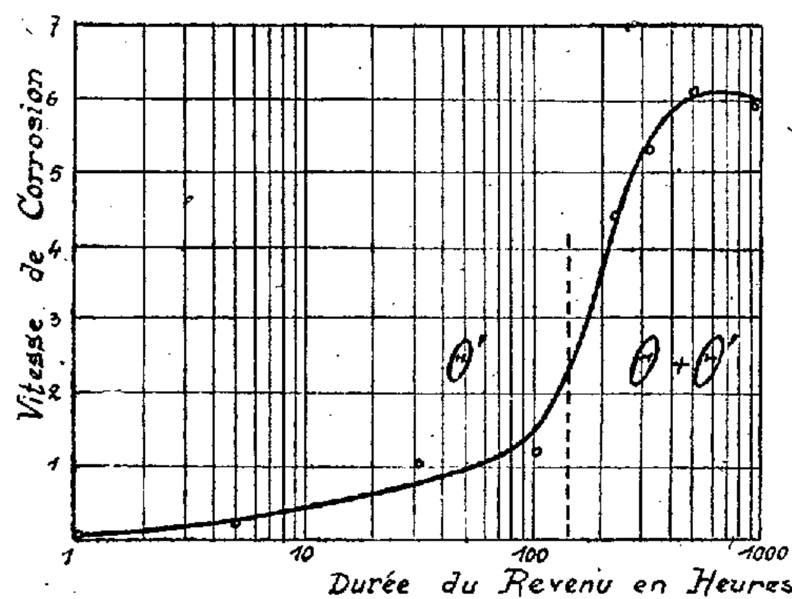


Fig. 2.

Fig. 1. — Variation de la vitesse de corrosion en fonction de la durée de revenu à 240° d'un alliage à 11,8 % Mg.

Fig. 2. — Variation de la vitesse de corrosion d'un alliage à 5 % Cu par revenu à 240°. (Vitesse exprimée par le volume d'hydrogène dégagé en 50 minutes d'attaque dans l'appareil Thyssen-Bourdouxhe pour une surface de 3 cm².)

électronégative et ayant un potentiel sensiblement égal à celui de la solution solide mère.

2° *La solution solide aluminium-cuivre.* — L'essai de corrosion par HCl/N sur un alliage extra pur à 5 % de cuivre montre que contrairement à l'alliage

([3]) P. Lacombe, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 175.

Al-Mg l'apparition du précipité au début du revenu ne provoque pas un accroissement sensible de la vitesse de corrosion (*fig.* 2). C'est seulement au bout de 150 heures que l'on observe une augmentation importante de la vitesse d'attaque. Il ne s'agit pourtant pas d'une multiplication des piles locales. Car la micrographie et la mesure du paramètre de la solution solide montre que la précipitation est terminée au bout d'une dizaine d'heures de revenu.

Par contre, aux rayons X, on constate qu'au bout de 140 heures de revenu apparaît la phase d'équilibre $Al^2Cu$ (électropositive par rapport à la solution solide) (4) alors qu'au début de la précipitation il se forme la phase intermédiaire de Wassermann (5). Par prolongation du revenu, les raies de cette phase diminuent d'intensité alors que celles de la phase stable augmentent. Ainsi l'augmentation de la vitesse de corrosion est concomitante de la transformation de la phase intermédiaire en la phase stable.

Ceci est confirmé aussi qualitativement par la forte corrosion observée sur un alliage dont l'homogénéisation incomplète laisse subsister des cristaux d'$Al^2Cu$. On sait en effet (6) que la préparation de la solution solide Al-Cu à partir de métaux de grande pureté se heurte à de grosses difficultés d'homogénéisation. L'alliage de fonderie doit subir un fort corroyage à froid pour permettre la mise en solution complète du composé défini $Al^2Cu$.

En conclusion, nous avons montré dans ces deux études le rôle très important joué par les phases intermédiaires sur la corrosion et aussi le fait que les mesures précises de corrosion apportent dans ce domaine des indications aussi sensibles que la méthode des rayons X.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'αα'-diméthylcyclohexanone représente un mélange des isomères* cis *et* trans *en équilibre*. Note de MM. **Raymond Cornubert** et **Pierre Anziani**, présentée par M. Marcel Delépine.

En 1923 Skita (1) a annoncé avoir isolé l'αα'-diméthylcyclohexanone *trans* en partant du *vic-m*-xylénol; il avait en effet obtenu le même alcool en réduisant cette cétone soit par le platine en milieu acétochlorhydrique, soit par le sodium et l'éther humide, et il avait également isolé la même amine par réduction de l'oxime (F 86°) aussi bien par le platine en milieu acétochlorhydrique que par le sodium et l'alcool absolu.

Ainsi qu'il a été indiqué dans une précédente Note (2), l'αα'-diméthylcyclohexanone ainsi préparée par l'intermédiaire de l'αα'-diméthylcyclohexanol F 40°,5 (de phényluréthane F 158°), conduit aux deux oximes déjà décrites F 79° et F 118° (3) et à deux semicarbazones F 183° et F 197°. Du fait de la

(4) P. Lacombe et G. Chaudron, *Revue de Métallurgie*, 33, 1936, p. 697.
(5) G. Wasserman et J. Weerts, *Metallwirtschaft*, 12, 1933, p. 353.
(6) M. V. Gayler, *Inst. of Metals*, 63, 1938, p. 261.

(1) *Ber. d. chem. Ges.*, 56, 1923, p. 2234.
(2) R. Cornubert et M. de Demo, *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 843.
(3) R. Cornubert, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 585.

production de ces oximes régénérant des cétones considérées comme identiques parce que fournissant toutes deux ces mêmes oximes et les deux combinaisons tétrahydropyroniques F 206° et 216° (c) ([4]) ([5]), il avait été conclu que la cétone *trans* de Skita devait être une cétone *cis*, l'OH oximique devant dès lors se situer perpendiculairement au plan du cycle.

Depuis cette étude, l'un de nous a mis en lumière les phénomènes de transposition qui se produisent entre les formes *cis* et *trans* des αα'-diarylcyclohexanones ([6]), et il a été établi aussi qu'à chacune des cétones de ce type se rattache une certaine oxime, ce qui mettait nos expériences en harmonie avec le résultat de Mills ([7]) d'après lequel l'OH oximique doit se trouver dans le plan du cycle. Dans ces conditions les oximes F 79° et F 118° ne devaient plus relever de la même αα'-diméthylcyclohexanone.

Effectivement ces deux oximes conduisent à des dérivés différents comme l'indique le tableau suivant ([5]) ([8])

| | Oxime F 118° | | Oxime F 79° | |
|---|---|---|---|---|
| Hydrogénation en milieu. | alcalin. | acide. | alcalin. | acide. |
| Carbonate.......... | F 114-115° | 114-115° | 93° | 96° |
| Dérivé benzoylé........ | 160 | 160 | 196 | 128 |
| Dérivé acétylé......... | 133 | 133 | 199 | 117-118 |

Autrement dit une oxime relève de l'une des cétones stéréoisomères, et la cétone de Skita est un mélange en équilibre des isomères *cis* (d'oxime F 79) et *trans* (d'oxime F 118).

Mais, en 1931, Ruzicka, Kohlhaas et Wind ont préparé l'αα'-diméthylcyclohexanone à partir de l'α-méthylcyclohexanone, puis ont converti cette cétone en le 1.3-diméthylcyclohexène, pour retransformer ensuite ce carbure en une cétone diméthylée. Cette régénération leur ayant fourni une cétone conduisant à une semicarbazone F 196°, alors que la semicarbazone de la cétone initiale fondait à 176°, ces auteurs en ont conclu qu'ils avaient eu en mains successivement l'une et l'autre des αα'-diméthylcyclohexanones géométriquement stéréoisomères ([9]).

Nous avons par suite repréparé l'αα'-diméthylcyclohexanone à partir de l'α-méthylcyclohexanone par le procédé décrit par Ruzicka et ses collaborateurs. Or cette cétone a fourni les oximes F 79° et F 118°; de la même manière elle a engendré par le sodium et l'éther humide une quantité très importante d'un alcool conduisant à un phényluréthane F 132° à côté d'une petite quantité d'un alcool de phényluréthane F 102°-103°, tandis que le platine a donné un alcool de phényluréthane F 158°. De plus cette cétone a fourni les combinaisons

([4]) R. CORNUBERT et P. ROBINET, *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1081.
([5]) R. CORNUBERT et P. ROBINET, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 1, 1934, p. 1631.
([6]) R. CORNUBERT et coll., *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 6, 1939, p. 103.
([7]) MILLS, *Chem. Soc.*, 97, 1910, p. 1866.
([8]) R. CORNUBERT et R. JOLY, travaux inédits.
([9]) RUZICKA, KOHLHAAS et WIND, *Helv. Chim. Acta*, 14, 1931, p. 1163.

tétrahydropyroniques F 206° et 216° (c) ainsi qu'une semicarbazone F 198-199°.

Quant à « l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone » provenant du 1.3-diméthylcyclohexène-2 par l'intermédiaire du glycol d'oxydation permanganique déshydraté ensuite par l'acide sulfurique à 20 %, elle nous a fait isoler une semicarbazone F 196-197°, dont le mélange avec la précédente F 198-199° a fondu à 185°, puis une oxime F 98°, dont le mélange avec l'oxime F 118° de l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone a fondu à 85°. De plus cette cétone n'a pas engendré de combinaison tétrahydropyronique. La cétone régénérée du glycol n'est donc pas l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone, mais très probablement un dérivé formé par raccourcissement du cycle.

Étant donné que l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone obtenue par tous les procédés : *a.* à partir de l'α-méthylcyclohexanone suivant Kötz ([8]) ([10]); *b.* à partir du dérivé oxyméthylénique de l'α-méthylcyclohexanone ([8]); *c.* à partir de l'acide $\alpha\alpha'$-diméthylpimélique ([11]); *d.* à partir du *vic-m*-xylénol; *e.* à partir de l'α-méthylcyclohexanone selon Ruzicka, donne les deux oximes F 79° et F 118°, nous pensons pouvoir dire que l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone constitue toujours un mélange des cétones *cis* et *trans* en équilibre.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le semi-nitrile phénylbenzyloxysuccinique.* Note ([1]) de MM. **Paul Cordier et Jacques Moreau.**

Nous avons repris l'étude de la condensation du cyanure de benzyle avec l'acide phénylpyruvique dans le but de compléter le travail précédemment effectué par l'un de nous ([2]).

I. Nous avons examiné en premier lieu le comportement de l'agent alcalin utilisé et établi les faits suivants :

*a.* La condensation du cyanure de benzyle avec l'acide phénylpyruvique s'effectue avec un rendement de plus de 50 % à la température ordinaire en présence de carbonate de potassium (concentration 5 %); on obtient ainsi le semi-nitrile phénylbenzyloxysuccinique (ou phénylbenzylmalique) déjà décrit ([2]); ce composé se décompose lentement à partir de 165° et fond nettement à 200°.

*b.* La condensation effectuée en présence de pipéridine donne également avec un rendement de 25 % le même semi-nitrile acide alcool.

*c.* L'emploi de la potasse (concentration moyenne 3 %) à la température ordinaire a permis l'obtention de deux composés : l'un qui est celui précé-

([10]) Cette cétone donne également l'alcool F 52° (phényluréthane F 132°) par réduction au sodium et à l'alcool, et l'alcool F 40°,5 (phényluréthane F 158°) par réduction sous l'influence du platine (R. Cornubert et P. Hartmann, Essais inédits).

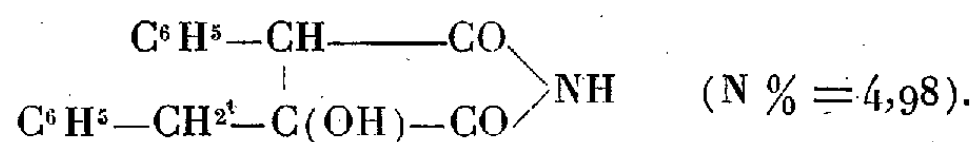
([11]) Zelinsky, *Ber. d. chem. Ges.*, 30, 1897 (la cétone de cet auteur a également fourni deux semicarbazones F 183-184° et F 197-198°).

([1]) Séance du 2 août 1943.

([2]) P. Cordier, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 1412.

demment décrit, l'autre F 158°, séparé du premier par sa différence de solubilité dans le benzène où il est légèrement soluble à froid. Le rendement total est plus faible que dans le cas de l'emploi du carbonate de potassium, ainsi qu'il avait été antérieurement indiqué (2), il est en moyenne de 22 %, soit de 18 % pour le semi-nitrile F 200° et seulement de 4 % pour le corps F 158°.

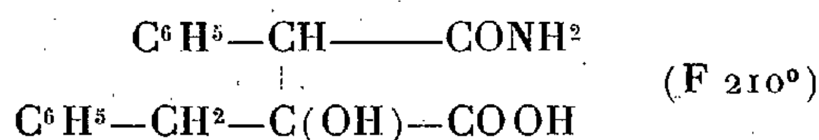
Les deux composés obtenus dans ces conditions présentent la même composition centésimale et le même poids moléculaire; ils semblent être les deux stéréoisomères racémiques prévus par la théorie, l'un et l'autre sont également décomposables en milieu alcalin concentré à froid, dilué à chaud en régénérant le cyanure de benzyle et l'acide phénylpyruvique. Par contre les deux corps se comportent très différemment vis-à-vis de l'acide chlorhydrique en milieu acétique à 100°; alors que dans le cas du semi-nitrile F 200° on obtient l'anhydride phénylbenzylmaléique (2) F 74-75°, le composé F 158° donne naissance, dans des conditions semblables, à côté de très faibles quantités du même anhydride, à un produit azoté F 161°; ce corps présente une réaction faiblement acide, il est insoluble dans les solutions de carbonates alcalins, soluble rapidement dans les solutions de soude ou de potasse et reprécipite de ces solutions par acidification; stable en milieu acide, il se décompose à chaud en milieu alcalin avec formation d'ammoniaque et d'acide phénylpyruvique. Le comportement de ce composé, la proportion d'azote trouvée analytiquement (4,8 %) permettent de lui attribuer une structure répondant à celle de l'imide phénylbenzyloxysuccinique (ou phénylbenzylmalique)




II. Nous avons étudié d'autre part l'action de l'acide sulfurique sur le semi-nitrile phénylbenzyloxysuccinique (F 200°).

A la température du laboratoire, l'acide sulfurique concentré attaque rapidement le nitrile acide alcool; il y a dégagement d'oxyde de carbone et dissolution du produit; après traitement par l'eau on obtient un mélange de deux corps :

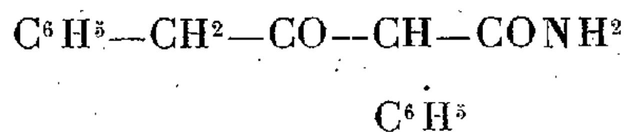
*a*. Un composé azoté acide, séparé par le bicarbonate de potassium, qui est l'amide acide alcool




(N % trouvé 4,7, théorie 4,66; poids moléculaire trouvé acidimétriquement 297, théorie 299).

Ce corps est peu stable en milieu alcalin à chaud et se décompose en donnant de l'ammoniaque, de l'acide phénylpyruvique et de l'acide phénylacétique; à froid la décomposition est d'autant plus rapide que le milieu est plus concentré en alcali.

*b*. Un composé azoté neutre F 165°, qui est l'amide β cétonique



(N % trouvé 5,62, théorie 5,51), insoluble dans l'eau, soluble dans l'alcool qui se prête très bien à sa purification.

Ce corps, déjà décrit ([3]), donne en solution alcoolique une intense coloration rouge violet.

Nous avons vérifié que, par hydrolyse en milieu acétique par l'acide chlorhydrique ou l'acide sulfurique, ce corps donne naissance à la dibenzylcétone F 34° (semicarbazone F 140°).

Cette cétone bien connue ([4]) donne avec le nitroprussiate de sodium une coloration rouge.

A la température ordinaire le rendement est satisfaisant en amide β cétonique, mais faible en amide alcool ($1^g$,10 d'amide cétone, $0^g$,35 d'amide alcool pour $2^g$ de nitrile).

En opérant à 0° le rendement en amide acide alcool est doublé.

Ainsi, sous l'action de l'acide sulfurique concentré, le semi-nitrile phénylbenzyloxysuccinique (F 200°) donne naissance au composé amidé correspondant, mais il y a en même temps coupure de la molécule au niveau de la fonction alcool tertiaire pour donner, selon la réaction générale pour les acides α alcools, le composé cétonique correspondant avec départ de HCOOH, c'est-à-dire de $CO + H^2O$.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Composés organométalliques du méthylbenzthiazol. Organomagnésien du méthylbenzthiazol.* Note de MM. **Charles Courtot** et **Serge Tchelitcheff**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les remarquables propriétés du méthylbenzthiazol, mises en application, en particulier, dans la synthèse des colorants sensibilisateurs chromatiques, nous ont tout naturellement amenés à penser qu'un hydrogène du groupe méthyle devait posséder une certaine mobilité. En fait, nous avons obtenu le dérivé magnésien du méthylbenzthiazol, le dérivé sodé et le dérivé lithié. La présente Note a pour but de faire connaître les principales propriétés de l'organomagnésien du méthylbenzthiazol ([1]).

On prépare le magnésien du bromure d'éthyle par la méthode classique de V. Grignard et, la réaction terminée, on fait couler la quantité équimoléculaire de méthylbenzthiazol en solution éthérée anhydre, en sorte que le dégagement d'éthane qui prend naissance soit régulier et pas trop rapide. Au début

---

([3]) Walther et Schickler, *Journal Prakt. Chemie*, (2), 55, 1897, p. 354.

([4]) Stobbe, Russwurm et Schulz, *Ann. Chem.*, 308, 1899, p. 175; Wedeking, *Ber. d. chem. Ges.*, 34, 1901, p. 2075.

([1]) Voir prise de date, *Bull. Soc. chim. de France*, 5e série, 9, 1942, p. 881.

les premières gouttes de méthylbenzthiazol produisent une fluorescence jaunâtre et une coloration verte, puis la liqueur prend une coloration rouge sang, tandis que l'éther entre en ébullition. Il se dégage une molécule d'éthane par molécule de méthylbenzthiazol introduite, selon l'équation



$$C^8H^7NS + C^2H^5MgBr = C^8H^6NSMgBr + C^2H^6.$$

L'hydrolyse du produit de la réaction régénère le méthylbenzthiazol mis en œuvre d'une façon sensiblement quantitative.

Dans une seconde opération, une fois le dégagement d'éthane terminé, nous avons effectué la carbonatation du nouveau magnésien. La masse rouge passe progressivement au jaune. L'hydrolyse, faite soigneusement, conduit, après neutralisation exacte vis-à-vis du tournesol, à une solution éthérée qui contient tous les produits organiques de la réaction. Cette couche éthérée, décantée pour la séparer de la portion aqueuse sous-jacente, est extraite par de la soude à 10 %. La solution sodique, filtrée, puis acidifiée exactement, laisse déposer un précipité blanc, qui, essoré et recristallisé de l'alcool, donne à l'analyse, après traitement habituel, les chiffres de l'acide benzthiazolylacétique $C^8H^6NS.CO^2H$. Il se présente en cristaux incolores F 112-113°, rougissant facilement à l'air. Il est soluble dans l'éther et dans l'alcool. Nous en avons préparé et analysé les sels de sodium, de potassium, d'ammonium, d'argent. Ce dernier est insoluble dans l'eau. Il nous a permis d'accéder au benzthiazolylacétate d'éthyle F 191° en le traitant, en tube scellé à 100°, par du bromure d'éthyle.

L'acide benzthiazolylacétique constitue le terme intermédiaire, non encore obtenu jusqu'alors, entre l'acide benzthiazolylformique et l'acide benzthiazolylpropylique, tous deux connus antérieurement.

L'aptitude à la condensation du magnésien du méthylbenzthiazol a été examinée vis-à-vis des halogénures de butyle et d'isobutyle. Il en sera fait mention dans un autre travail (²).

Enfin des carbinols ont été préparés. C'est d'abord le benzthiazolylméthyldiméthylcarbinol, corps blanc, F 79°, cristallisant en grandes aiguilles plates, obtenu par condensation du nouveau magnésien avec l'acétone. Il se produit, dans cette réaction, l'alcool benzthiazolylméthylique $C^7H^4NS—CH^2OH$ provenant d'un phénomène de réaction anormale et non de la simple oxydation du magnésien. C'est ensuite le diphénylbenzthiazolylméthylcarbinol résultant de l'action de la benzophénone sur le magnésien du méthylbenzthiazol. Il se présente en aiguilles blanches F 194-195°.

Signalons enfin que l'acétophénone et la benzylidèneacétone ne réagissent pas normalement.

En résumé, le magnésien du méthylbenzthiazol ne permet pas des synthèses aussi étendues que les autres organomagnésiens de Grignard et les organomagnésiens obtenus par double décomposition entre un magnésien de Grignard

(²) M. Tchelitcheff, *Thèse de Doctorat*, Nancy, 1943.

et une molécule à hydrogène actif tel que l'indène, par exemple. Le nouvel organomagnésien présente une très grande inertie ou existe en grande partie sous une forme qui reste à élucider. Il se caractérise en outre par des propriétés réductrices marquées.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Nymphose (partielle) localisée, chez des Vers à soie divisés en trois parties par deux ligatures.* Note de M. **Jean-Jacques Bounhiol**, présentée par M. Maurice Caullery.

Les expériences de ligature de chenilles pratiquées jusqu'ici, à notre connaissance, consistent à serrer leur corps en un point, à l'aide d'une boucle de fil noué ensuite pour maintenir l'étranglement ([1]).

Nous avons précisé ([2]) les conditions permettant d'obtenir par cette technique, les animaux curieux, connus depuis longtemps, et appelés demi-nymphes (nymphe en avant de la ligature, larve persistante en arrière). Mais nous n'avions pu appuyer l'explication encore admise actuellement : les demi-nymphes se formeraient du fait de la lente diffusion d'avant en arrière d'un facteur humoral nymphogène; la ligature, suivant sa précocité et sa position, devançant, ou non, le front de progression du facteur nymphogène. Nous avions, au contraire, noté (p. 58) la vitesse de translation très irrégulière du facteur nymphogène antérieur et (p. 62) que « l'extrémité postérieure (segm. abd 8-10) est, isolée, plus apte à la nymphose que l'ensemble de cette extrémité et de quelques segments contigus plus antérieurs ». Nous envisagions l'exclusion simultanée des extrémités antérieure et postérieure (p. 67), question que nous avons enfin pu reprendre.

*Matériel et méthode.* — Des Vers à soie (race Lasalle) étaient isolés, lors de la *montée* (ou du commencement du filage), afin de surveiller la dernière défécation, ou *vidage*, dont l'heure était notée. Ils étaient ensuite liés, d'une part au milieu du mésothorax ($Th_2$), d'autre part au milieu du 7e segment abdominal (*Abd* 7). Des ligatures en d'autres endroits ont été réalisées, mais leurs résultats ne peuvent être exposés ici.

Une première série d'expériences comportait des chenilles liées comme ci-dessus indiqué, à des époques variant de quelques instants à 24 heures après le vidage. Les autres séries permirent de serrer de plus près les conditions optimales pour obtenir les faits les plus remarquables.

*Résultats.* — Si, à la température de 22°, les ligatures sont posées de o *à* 6 *heures après le vidage,* il n'y a pas de nymphose dans aucun des fragments (14 cas).

Si les ligatures sont posées *de* 6 *à* 18 *heures après le vidage*, on obtient *tous* les cas possibles :

---

([1]) La ligature unique est parfois remplacée par deux ligatures contiguës, ce qui permet l'isolement des deux parties du corps par section entre les deux ligatures : résultat identique.

([2]) *Bull. Biol. Fr. Belg.*, Supplément XXIV, 1938.

| | Partie antérieure. | Partie centrale. | Partie postérieure. | |
|---|---|---|---|---|
| 1......... | Nymphe | Larve | Larve | *N O O* |
| 2......... | Nymphe | Nymphe | Larve | *N N O* |
| 3......... | Larve | Nymphe | Larve | *O N O* |
| 4......... | Larve | Nymphe | Nymphe | *O N N* |
| 5......... | Nymphe | Larve | Nymphe | *N O N* |
| 6......... | Larve | Larve | Nymphe | *O O N* |

et, bien entendu des cas, moins intéressants, de nymphose nulle partout *O O O* et de nymphose positive partout *N N N*; ce dernier devenant prédominant quand les ligatures sont tardivement posées (*plus de 24 heures après le vidage*).

*Discussion.* — Le seul fait que l'arrière peut se nymphoser sans que l'avant ou le centre le fassent, infirme sérieusement l'explication simpliste de la formation des demi-nymphes rappelée au début de cette Note. Les faits observés prennent encore plus de valeur si l'on considère la fréquence relative des différentes formes monstrueuses obtenues : les cas de beaucoup les plus fréquents sont les n° 6, *O O N* (partie post. seule nymphosée) et n° 5, *N O N* (les deux extrémités nymphosées séparées par la partie centrale vivant longtemps sous l'état larvaire). Dans certaines séries homogènes, les 2/3 des sujets bi-ligaturés fournissent ces résultats remarquables.

Les cas de nymphose de la seule partie antérieure, n° 1, *N O O*, ou des parties antérieure et centrale, n° 2, *N N O*, sont les plus rares : 2 cas sur 50. Or, après ligature unique en $Th_2$, à la même époque, les cas de nymphose de la région antérieure sont la majorité.

Sont également peu fréquents les cas n° 4 (*O N N*) : 3 cas sur 50 et n° 3 (*O N O*) : 2 cas sur 50.

D'une façon générale la nymphose de la partie centrale est rarement totale : elle s'arrête parfois à la formation de taches brunes péri-stigmatiques et de taches brunes médiodorsales, fait que nous avons signalé déjà en 1938, chez *Galleria mellonella,* après ligature unique. Lorsque l'évolution se poursuit, le brunissement et la formation des tergites abdominaux s'étendent de proche en proche de *l'arrière vers l'avant.*

Tous ces faits montrent que, si un facteur humoral dirige la nymphose, il existe souvent, en arrière, contrairement à l'opinion jusqu'ici adoptée, à un moment où il n'existe pas en avant. Si l'on admet que ce facteur est sécrété dans la région antérieure, il faut envisager qu'il reste neutralisé dans certaines régions plus longtemps que dans d'autres. On peut aussi envisager, sans faire intervenir de neutralisation, une sensibilité nuancée des tissus et des territoires à l'égard de ce facteur : les tergites du segment *Abd* 6, par exemple, auraient un seuil de réaction bas, tandis que ceux du segment *Abd* 1 exigeraient un taux plus élevé, ou une action plus prolongée, de l'hormone nymphogène.

Ainsi certains mécanismes de la métamorphose seraient analogues chez les Insectes et chez les Amphibiens.

La séance est levée à 15h30m. A. Lx.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 23 AOUT 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

THÉORIE DES DIMENSIONS. — *Sur quelques théorèmes d'analyse dimensionnelle.* Note de M. **DIMITRI RIABOUCHINSKY.**

On est redevable à lord Rayleigh de l'application systématique, depuis 1871, de la théorie des dimensions de Fourier à l'investigation directe des relations de dépendance entre $n$ grandeurs physiques $a_1, a_2, \ldots, a_n$, dérivant de $p$ unités considérées comme fondamentales. Il a traité de nombreux cas particuliers, mais il n'a pas présenté son procédé sous la forme d'un théorème algébrique général. Ses travaux contiennent néanmoins les éléments nécessaires pour formuler et démontrer un pareil théorème.

THÉORÈME DE RAYLEIGH. — *Les relations de dépendances précitées se ramènent à des expressions de la forme* (3), *où ne figurent que* $n-p$ *variables sans dimension.*

*Démonstration.* — Considérons l'équation dimensionnelle (1), où les exposants $\alpha_i$ $(i=2, 3, \ldots, n)$ sont indéterminés, et égalons les exposants des $p$ unités fondamentales figurant dans ses deux parties. Les $p$ équations linéaires qu'on obtient ainsi permettent d'éliminer de (1) $p$ des $n-1$ exposants, par exemple $\alpha_{n-p+1}, \ldots, \alpha_n$, correspondant à $n$ grandeurs $a_{n-p+1}, \ldots, a_n$, dimensionnellement indépendantes, et de ramener (1) à la forme (2). On peut

$$[a_1] = [a_2^{\alpha_2} a_3^{\alpha_3} \ldots a_n^{\alpha_n}], \tag{1}$$

$$x_1 = x_2^{\alpha_2} x_3^{\alpha_3} \ldots x_{n-p}^{\alpha_{n-p}}, \tag{2}$$

$$x_1 = \varphi(x_2, x_3, \ldots, x_{n-p}). \tag{3}$$

démontrer, en se rappelant que les exposants $\alpha_2, \alpha_3, \ldots, \alpha_{n-p}$ sont des constantes arbitraires, que chaque $x_i$ $[i=1, 2, \ldots, (n-p)]$ se trouve être le produit de la variable correspondante $a_i$ et des $p$ grandeurs $a_{n-p+1}, \ldots, a_n$, ces dernières étant élevées à des puissances telles que le produit $x_i$ soit de dimension zéro. Les exposants $\alpha_i$ restant indéterminés, on obtient, en combinant un nombre quelconque de termes de la forme (2), la relation (3), où $\varphi$ est une fonction qu'il reste à déterminer.

En 1892, A. Vaschy [1] a formulé le théorème suivant : Soient $a_1, a_2, \ldots, a_n$

---

[1] *Annales télégraphiques*, **19**, 1892, pp. 25-28.

des quantités physiques, dont les $p$ premières sont rapportées à des unités fondamentales distinctes et les $(n-p)$ dernières à des unités dérivées des $p$ unités fondamentales [par exemple $a_1$ peut être une longueur, $a_2$ une masse, $a_3$ un temps et les $(n-3)$ autres quantités $a_4, a_5, \ldots, a_n$ des forces, des vitesses etc.; alors $p=3$]. Si entre ces $n$ quantités il existe une relation (4), qui subsiste quelles que soient les grandeurs arbitraires des unités fondamentales, cette relation peut se ramener à une autre, (5), entre $n-p$ paramètres au plus,

$$F(a_1, \ldots, a_n) = 0, \tag{4}$$

$$f(x_1, \ldots, x_{n-p}) = 0, \tag{5}$$

$$x_i = a_{p+i} a_1^{-\alpha_{i1}} \ldots a_p^{-\alpha_{ip}}, \tag{6}$$

les paramètres $x_1, x_2, \ldots$ étant des fonctions monomes indépendantes des valeurs arbitraires des unités fondamentales.

Pour démontrer ce théorème, Vaschy remarque qu'en raison des équations (6), l'équation (4) peut s'écrire sous la forme (7), ou, plus simplement, sous la forme (8) :

$$F(a_1, \ldots, a_p, x_1 a_1^{\alpha_{11}} \ldots a_p^{\alpha_{1p}}, \ldots) = 0, \tag{7}$$

$$f(a_1, a_2, \ldots, a_p, x_1, x_2, \ldots, x_{n-p}) = 0, \tag{8}$$

et il termine sa démonstration en écrivant : « la relation (8), devant subsister, quelles que soient les valeurs arbitraires de $a_1, a_2, \ldots, a_p$, doit être indépendante de ces paramètres; cette relation prend ainsi la forme la plus simple (5) ». Il mentionne aussi que dans le cas particulier où $n=5$ et $p=3$, on retrouve le théorème donné par E. Carvallo [2].

Vaschy emploie correctement des symboles différents, F et $f$, pour distinguer les fonctions (7) et (8), mais il conserve, ce qui est inexact et obscurcit la démonstration, le même symbole $f$ lorsqu'il passe de la fonction (8) à la fonction (5), et ceci aussi bien dans la démonstration du théorème que dans les applications qu'il cite. Remarquons aussi que la distinction qu'il fait, en formulant son théorème, entre les $p$ grandeurs ne dérivant que d'*unités fondamentales distinctes* et les $n-p$ autres dérivant de ces $p$ unités fondamentales, rend sa théorie moins générale que celle de lord Rayleigh. Sous ce rapport la théorie de Carvallo est aussi plus générale que celle de Vaschy, qui n'a comblé cette lacune que dans ses travaux subséquants [3].

En septembre 1911, dans un Mémoire paru dans l'*Aérophile*, j'ai démontré, en citant les travaux de lord Rayleigh, mais sans connaître encore ceux de E. Carvallo et A. Vaschy, qu'une expression de la forme (9), où $a, b, c, \ldots$

(2) *Ibid.*, **19**, 1892, pp. 21-24.
(3) *Comptes rendus*, **114**, 1892, p. 1416; *Théorie de l'électricité*, Paris, 1896, pp. 11-13.

sont des grandeurs physiques quelconques, dépendant de trois unités fondamentales, pouvait être ramenée à la forme (10)

$$f(a, b, \ldots, k, l, m, n) = 0, \tag{9}$$

$$f(A, B, \ldots, K, 1, 1, 1) = \varphi(A, B, \ldots, K) = 0, \tag{10}$$

A, B, ..., K sont des variables sans dimension. Les grandeurs $l$, $m$, $n$, choisies arbitrairement parmi celles qui figurent dans (9), pourvu qu'elles soient indépendantes, sont remplacées par des unités dans (10). Le symbole $f$ représente la même fonction dans les équations (9) et (10). Si l'on ne fait pas figurer explicitement les unités dans (10), il faut utiliser un autre symbole, par exemple $\varphi$, qui dépendra du choix des grandeurs remplacées par des unités. Pour démontrer ce théorème, j'ai introduit la notion de déterminant dimensionnel d'ordre $n$, dont l'inégalité à zéro détermine l'*indépendance* de $n$ grandeurs physiques, et je développe $f$ en série de puissances. J'ai signalé plusieurs corollaires importants de ce théorème et je les ai illustrés par des exemples. J'ai discuté dans un autre travail des cas d'exception où la fonction $f$ cesse d'être analytique.

Dans certaines applications, par exemple celles de la théorie des modèles, il est important de pouvoir obtenir une relation de dépendance entre les grandeurs $a, b, \ldots, k$, pour des valeurs $l = l_0$, $m = m_0$, $n = n_0$, prescrites à l'avance dans le système d'unité de mesure qu'on a choisi, et non pas seulement pour les valeurs $l = m = n = 1$. J'ai démontré (*Bulletin technique du Ministère de l'Air*, n° 17, avril 1924) que dans ce cas les équations (9) et (10) pouvaient être ramenées à la forme (11),

$$f(\alpha A, \beta B, \ldots, \varkappa K, l_0, m_0, n_0) = 0, \qquad \alpha = l_0^{p_1} m_0^{q_1} n_0^{r_1}, \qquad \beta = l_0^{p_2} m_0^{q_2} n_0^{r_2}, \ldots, \tag{11}$$

$\alpha, \beta, \ldots, \varkappa$ ayant respectivement les mêmes dimensions que $a, b, \ldots, k$. Ce théorème peut être évidemment étendu, lorsqu'on trouve intérêt à le faire, à un nombre quelconque d'unités fondamentales.

Quelques auteurs ont appelé le problème que nous discutons théorème de Vaschy-Buckingham et ont disposé des éléments constitutifs de ma théorie comme d'attributs de ce théorème.

J'ai déjà mentionné la contribution apportée par A. Vaschy. M. E. Buckingham ([4]) a déclaré de son côté que c'est le résumé, paru dans l'*Annuaire* 1911-1912 du *British Advisory Committee for Aeronautics*, de mon travail publié en 1911 dans l'*Aérophile*, qui l'a conduit à exprimer les conditions imposées par l'homogénéité dimensionnelle sous la forme d'un théorème algébrique général, qu'il a nommé $\pi$ théorème, et que ce dernier ne se distingue pas du mien, si ce n'est que j'ai limité mon attention aux unités mécaniques.

Je dois ajouter à cette déclaration de M. Buckingham que, dans ses

---

([4]) *Phil. Mag.*, **42**, 1921, p. 696.

recherches sur les applications de la théorie des dimensions en Physique, il n'a appliqué que les formules $f(a, b, \ldots, k, l, m, n, \ldots) = 0$, $\varphi(A, B, \ldots, K) = 0$, tandis que mon théorème, dans sa généralité, est représenté par les équations (9), (10), (11), ainsi que par les cas d'exception et les corollaires sur lesquels j'ai attiré l'attention.

## CORRESPONDANCE.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Contribution à l'étude des ondes de dérangement* (1). Note de M. **Fernand Tesson**, présentée par M. Joseph Pérès.

Soit un fluide parfait, gazeux, en courant plan, limité inférieurement par une paroi plane XOX′ (*fig.* 1). Le champ des vitesses est uniforme ($V_0$) et la

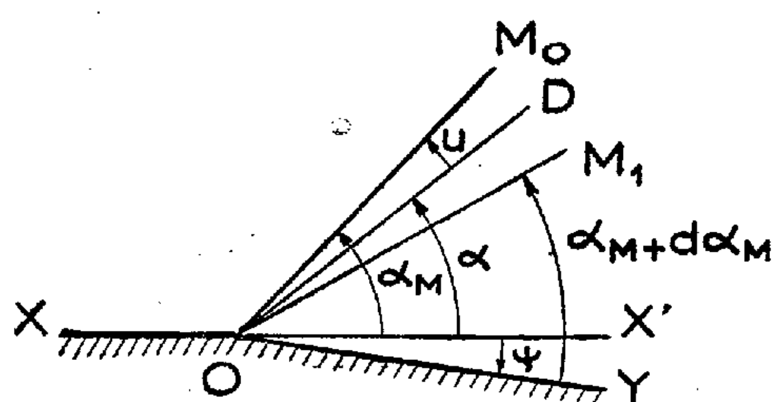


Fig. 1.

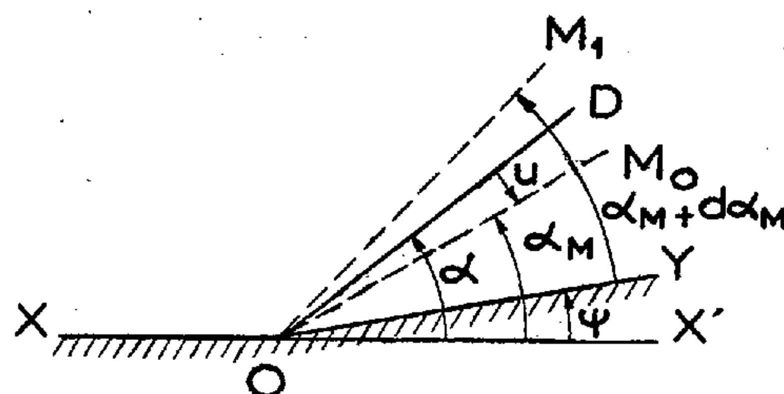


Fig. 2.

vitesse spécifique $\sigma_0$ (rapport de la vitesse à la célérité du son $a_0$) est supérieure à l'unité.

Supposons maintenant que la paroi OX′ soit mobile autour d'un axe O perpendiculaire au plan de la figure. Une position OY de OX′ est définie par l'angle $\widehat{X'OY} = \psi$, compté dans le sens trigonométrique. Une onde de discontinuité OD peut alors se former $\left(\widehat{X'OD} = \alpha\right)$, séparant l'état amont (indice 0) de l'état aval (indice 1). L'application des théorèmes des quantités de mouvement et du principe de la conservation de l'énergie donnent, dans l'hypothèse d'adiabaticité ($p$ étant la pression et $\rho$ la masse spécifique) (2),

$$(1)\qquad \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1}\sigma_0^2 \sin^2\alpha - \frac{\gamma-1}{\gamma+1},$$

$$(2)\qquad \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma+1)\sigma_0^2\sin^2\alpha}{2+(\gamma-1)\sigma_0^2\sin^2\alpha},$$

$$(3)\qquad \frac{V_1}{V_0}\cos\psi - 1 = \frac{2}{\gamma+1}\,\frac{1-\sigma_0^2\sin^2\alpha}{\sigma_0^2},$$

(1) Nous appelons avec Preiswerk *ondes de dérangement* des ondes de discontinuité petites sans être strictement infiniment petites.

(2) Voir Jacob, *La Résistance de l'air et l'expérience*, I, 1921. L'équation (50) de la page 250, inexacte, doit être remplacée par l'équation (51) de la page 268.

et

(4) $$\operatorname{tang}\psi = 2\cot\alpha \frac{\sigma_0^2 \sin^2\alpha - 1}{\sigma_0^2(\gamma+1) - 2\sigma_0^2\sin^2\alpha + 2}.$$

La transformation étant adiabatique et réelle, le saut d'entropie $s_1 - s_0$ est positif. On en déduit ([3]) que les seules ondes possibles sont celles pour lesquelles $\sigma_0 \sin\alpha$ est plus grand que l'unité, c'est-à-dire d'après (1) *des ondes de compression.*

Considérons maintenant des *ondes de dérangement* correspondant à des valeurs de $\sigma_0 \sin\alpha$ voisines de l'unité. Les sauts de pression, de masse spécifique, de vitesse, sont alors des infiniment petits dont on peut calculer à l'aide des équations précédentes la partie principale en fonction de $\psi$. En désignant par $\alpha_M = \widehat{X'OM_0}$ l'angle de Mach du domaine amont, et par $u$ l'angle $\widehat{DOM_0} = \alpha_M - \alpha$, il vient ([4])

(5) $$\frac{p_1 - p_0}{p_0} = \frac{\gamma\psi}{\cos\alpha_M \sin\alpha_M},$$

(6) $$\frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\psi}{\cos\alpha_M \sin\alpha_M},$$

(7) $$\frac{\sigma_1 - \sigma_0}{\sigma_0} = -\psi\left(\operatorname{tang}\alpha_M + \frac{\gamma - 1}{\sin 2\alpha_M}\right),$$

(8) $$\frac{V_1 - V_0}{V_0} = -\psi \operatorname{tang}\alpha_M,$$

(9) $$u = -\frac{\gamma+1}{4}\frac{\psi}{\cos^2\alpha_M},$$

(10) $$d\alpha_M = -\frac{d\sigma_0 \sin^2\alpha_M}{\cos\alpha_M}.$$

La transformation subie par le gaz peut être considérée comme isentropique si l'on néglige les infiniment petits du troisième ordre ([5]). Les ondes de dérangement peuvent donc être *de détente ou de compression* (*fig.* 2); $OM_0$ et $OM_1$

---

([3]) On a

$$s_1 - s_0 = c_V L \frac{p_1}{p_0}\left(\frac{\rho_0}{\rho_1}\right)^\gamma = c_V \{L[kG(\lambda)]\}, \quad \text{avec} \quad \lambda = \sigma_0^2 \sin^2\alpha \quad \text{et} \quad k = \frac{2\gamma(\gamma-1)^\gamma}{(\gamma+1)^{\gamma+1}},$$

$$G(\lambda) = \frac{\left(\lambda - \frac{\gamma-1}{2\gamma}\right)\left(\frac{2}{\gamma-1} + \lambda\right)^\gamma}{\lambda^\gamma}, \qquad G'(\lambda) = \left(\lambda + \frac{2}{\gamma-1}\right)^{\gamma-1} \frac{1}{\lambda^{\gamma+1}}(\lambda - 1)^2,$$

$G'(\lambda)$ est toujours positif, sauf pour $\lambda = 1$ où il est nul; comme $kG(1) = 1$, $kG(\lambda)$ est plus grand que l'unité et par suite $s_1 - s_0$ est positif pour les valeurs de $\lambda$ ou de $\sigma_0 \sin\alpha$ plus grandes que l'unité.

([4]) Th. von Kármán dans son rapport au *Congrès Volta* (1935) a donné les valeurs de $u$ et de $p_1 - p_0$.

([5]) En développant en série l'expression donnée en ([3]), par rapport à $\sigma_0^2 \sin^2\alpha - 1$, infiniment petit du même ordre que $\psi$ d'après (4), nous avons obtenu en effet

$$s_1 - s_0 = \frac{2\gamma(\gamma-1)}{3(\gamma+1)^2} c_V (\sigma_0^2 \sin^2\alpha - 1)^3 + \ldots.$$

On peut en particulier considérer un courant supersonique plan limité d'un côté, comme constitué par une succession d'ondes de dérangement et de champs uniformes. En tenant compte de cette remarque, (8) peut fournir l'équation différentielle de l'hodographe d'un

étant les ondes de Mach, on a

$$\widehat{M_1OD} = \widehat{M_1OY} + \widehat{YOX'} + \widehat{X'OM_0} + \widehat{M_0OD} = -(\alpha_M + d\alpha_M) - \psi + \alpha_M - u.$$

En tenant compte de (7), (9) et (10), on vérifie que $\widehat{M_1OD} = u$ (avec l'approximation indiquée). *L'onde de dérangement est donc la bissectrice des ondes de* Mach *des domaines amont et aval.* On notera la disposition différente des ondes suivant qu'il y a détente ou compression.

On sait d'autre part que les équations numérotées (1) à (4) sont valables pour une onde de discontinuité conique avec un régime amont uniforme dont la vitesse est parallèle à l'axe du cône. Si donc l'on considère comme uniforme le champ de vitesse en amont du rétreint conique d'un projectile, l'équation (5) permet le calcul de la dépression au voisinage de l'arête, pour une pente faible du rétreint.

COLLOÏDES. — *Sur l'influence de l'état colloïdal ou de suspension sur la transmission de l'infrarouge proche et de séchage dans les substances.* Note de M. **Maurice Déribéré**

Tandis que le caoutchouc pur présente une bonne perméabilité dans l'infrarouge proche et de séchage, c'est-à-dire dans la bande comprise entre le visible et 20 000 Å, le latex est relativement opaque. C'est ainsi qu'une feuille anglaise de 7/10 de millimètre d'épaisseur laisse passer 60 à 65 % du rayonnement total d'une lampe Mazda IR 250 W de séchage, dont l'émission est pratiquement localisée dans la bande 10 à 20 000 Å avec maximum vers 12 à 16 000 Å; cependant qu'un lait de latex de $1^{mm}$ d'épaisseur dilué 30 % ne laisse passer que 2 % de ce même rayonnement [1].

L'influence de l'état colloïdal semble jouer un rôle important. Si d'ailleurs l'on sèche un film de latex de $1^{mm}$ d'épaisseur, on constate que la perméabilité augmente brusquement lorsque le produit achève de sécher, c'est-à-dire lorsque la phase suspensoïde fait place à une phase stable d'où le mouvement brownien se trouve exclu.

Pour étudier de plus près cette évolution, nous avons examiné une suspension

---

tel mouvement

$$\psi = d\beta = -\frac{d\overline{V}}{\overline{V}}\sqrt{\frac{\overline{V}^2 - 1}{1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}\overline{V}^2}}, \qquad \text{où} \qquad \overline{V} = \frac{V}{a_c},$$

$a_c$ étant la célérité critique du son; c'est l'équation différentielle d'une épicycloïde. On retrouve un résultat de L. Prandtl et A. Busemann.

(1) M. Déribéré, *Les applications pratiques des rayons infrarouges*, Paris, 1943.

purement minérale, de forme pseudo-colloïdale, de bentonite. Les perméabilités ont été mesurées selon une méthode déjà décrite ([2]).

Une cuve à eau, renfermant 5$^{mm}$ d'eau distillée, servait de support à des quantités croissantes d'une suspension de bentonite. Celle-ci était une suspension stable, centrifugée, à 5 % de bentonite américaine du Wyoming. Cette suspension était ajoutée goutte à goutte, chaque goutte représentant 1/100 du volume de liquide total. L'addition était faite sous la lampe de séchage du montage de mesure et l'évaporation compensait les additions, celles-ci se faisant de façon à maintenir constant le niveau du liquide dans la cuve.

On obtient ainsi les perméabilités ci-après pour le flux total de la lampe de séchage, l'étalonnage à 100 étant fait sur la cuve à eau et la perméabilité se rapportant donc uniquement aux particules en mouvement dans la suspension :

| | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| N........ | 0. | 5. | 10. | 15. | 20. | 25. | 30. | 35. | 40. | 45. | 50. |
| C %........ | 0 | 0,25 | 0,5 | 0,75 | 1 | 1,25 | 1,5 | 1,75 | 2 | 2,25 | 2,50 |
| P %........ | 100 | 72 | 48 | 38 | 28 | 20 | 19 | 15 | 10 | 5 | 2 |

N, nombre de gouttes. — C, concentration correspondante en bentonite. — P, perméabilité.

Si maintenant nous reprenons des suspensions dotées de ces perméabilités, sous 5$^{mm}$ d'épaisseur et que nous les fassions évaporer lentement, nous obtenons des feuillets homogènes de bentonite selon un processus physicochimique déjà décrit ([3]).

Ces feuillets ont une perméabilité beaucoup plus grande que les suspensions.

Ainsi, pour la suspension à 2 % laissant passer, eau comprise, 20 % du rayonnement total, la perméabilité du film sec, homogène, obtenu par séchage progressif de cette même suspension, est de 52 %, alors que la transmission des mêmes particules en phase suspensoïde n'était que de 10 % de la perméabilité de l'ensemble, soit 2 %. Cette évolution se fait rapidement lors de la transformation de la phase suspensoïde en phase solide.

Ainsi se trouve mise en évidence l'influence considérable du mouvement brownien sur la transmission de l'infrarouge; influence qui ne peut s'expliquer que par des effets de diffusion considérables, plus importants encore que l'effet Tyndall en lumière visible.

CHIMIE MINÉRALE. — *Identification, par leurs spectres de rayons* X, *des produits de corrosion du plomb par l'eau en présence d'air.* Note de MM. **Martial-Félix Taboury** et **Élie Gray**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'eau distillée, ainsi que les eaux presque pures comme les eaux de pluie et les eaux des terrains granitiques, corrode le plomb en présence d'air. Malgré

([2]) *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 319.
([3]) M. Dériberé, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 126.

les nombreuses recherches que ce phénomène a suscitées, en raison de la toxicité des sels de plomb, la nature des lamelles nacrées de la substance blanche qui se forme ainsi était mal connue. Il y a quelques années, MM. F. Taboury et Nérisson [1] ont constaté, par voie chimique, que sa composition n'était pas constante, mais toujours voisine de celle de l'hydrocérusite de formule $2CO^2PbO, PbOH^2O$. Elle semblait donc constituée par deux phases; probablement l'hydrocérusite accompagnée d'une autre phase en faible quantité.

Les recherches dont nous allons exposer les résultats nous ont permis d'identifier ces deux phases, l'une à l'hydrocérusite, comme il était à prévoir, l'autre à la cérusite $CO^2PbO$, en utilisant leurs spectres de rayons X (diagrammes de Debye-Scherrer). Les spectres ont été obtenus avec le rayonnement $K_\alpha$ du cuivre. Les interstices sont exprimés en Ångströms, et les intensités des raies cotées de 0 à 10 après estimation à vue [2].

Des études anciennes au microscope [3] ayant montré que la céruse est, en général, un mélange d'hydrocérusite et de cérusite, nous avons comparé les spectres de rayons X de divers échantillons de céruse et du produit de corrosion du plomb. Ces spectres présentent de grandes analogies. Leurs raies nous ont paru se diviser en deux groupes dans lesquels les intensités relatives se conservent sensiblement. Les diverses substances étudiées devaient donc être constituées par deux mêmes phases en proportions variables, très probablement la cérusite et l'hydrocérusite. Il restait à les identifier. Il nous a été facile, pour cela, d'obtenir des échantillons de cérusite dont les spectres s'identifient avec l'un des groupes de raies des produits étudiés; les plus caractéristiques sont 3,55 (10); 2,50 (3), les raies de faible valeur numérique ne pouvant servir à l'identification des phases.

L'hydrocérusite étant un minéral très rare, que nous n'avons pas pu nous procurer, nous avons tourné la difficulté en utilisant la propriété que possède la céruse de se transformer progressivement en hydrocérusite par ébullition prolongée de sa suspension dans l'eau. Les spectres de rayons X des produits de transformation montrent bien une disparition progressive de la cérusite. De cette façon nous avons obtenu indirectement les raies caractéristiques de l'hydrocérusite, en particulier les raies 4,40 (3); 3,35 (10); 2,65 (8).

D'autre part, nous avons constaté qu'un échantillon de produit de corrosion du plomb conservé pendant plusieurs années dans un tube à essais bouché au liège fournissait uniquement le spectre de l'hydrocérusite.

Au cours de la corrosion il se forme souvent une poudre rouge sur le plomb au voisinage de la surface de l'eau. Son spectre s'identifie parfaitement avec celui du minium.

---

(1) X^e *Congresso internationale di chimica*, Roma, 1938, vol. II., p. 808.

(2) F. Hammel, *Thèse*, Paris, 1939.

(3) A. Ditte, *Leçons sur les métaux*, 1891, fasc. II, p. 489.

Par l'identité des spectres, nous avons enfin vérifié que le produit de corrosion du plomb donne par *calcination* du massicot et par *grillage* du minium, au cours des transformations qu'on lui fait subir pour en faire l'analyse.

*Diagrammes de rayons X des principales substances étudiées.* — Cérusite. 3,55 (10); 3,10 (1); 2,90 (1); 2,55 (1); 2,50 (3); 2,15 (1); 2,05 (1); 2,00 (1); 1,90 (1); 1,85 (1); 1,60 (1);

Hydrocérusite. 4,40 (3); 4,10 (1); 3,80 (1); 3,55 (1); 3,35 (10); 2,65 (8); 2,55 (2); 2,20 (1); 2,05 (1); 1,80 (1); 1,70 (1).

Produit de corrosion. 4,50 (3); 3,60 (8); 3,30 (10); 2,65 (10); 2,50 (1); 2,20 (2); 2,10 (2); 2,04 (2); 1,85 (3); 1,70 (2); 1,65 (2).

Minium. 3,35 (10); 3,10 (2); 2,90 (2); 2,75 (2); 2,60 (1); 1,90 (1); 1,80 (1); 1,75 (2).

Massicot. 3,05 (10); 2,95 (5); 2,75 (1); 2,40 (5); 2,10 (5); 1,85 (5); 1,80 (5); 1,70 (10); 1,65 (9); 1,55 (8); 1,50 (9); 1,35 (2); 1,30 (5).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Dosage des sulfates mixtes d'alcools gras et de sodium par saponification au moyen de la potasse benzylique.* Note de MM. **Léon Palfray** et **Gérard Desseigne**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'analyse volumétrique des sulfates mixtes d'alcools gras et de sodium (improprement appelés *alcools gras sulfonés*) est basée sur la faible stabilité de ces esters dans les acides minéraux dilués à l'ébullition. On hydrolyse, par exemple, au moyen d'une solution N/1 ou N/2 de $SO^4H^2$, et l'on détermine ensuite volumétriquement l'accroissement d'acidité correspondant à l'acide sulfurique mis en liberté.

Cette méthode, proposée par R. Hart (1) pour le dosage des *huiles sulfonées*, et plus récemment appliquée aux sulfates d'alcools gras (2), n'est cependant pas applicable dans tous les cas. Par exemple, la présence de sels d'acides faibles (borates ou acétates) peut rendre incertain le virage de l'indicateur coloré.

D'autre part, ces esters résistent à la saponification par la potasse alcoolique ou les lessives alcalines à l'ébullition. L'emploi de la potasse glycolique augmente bien la vitesse d'hydrolyse, mais la durée de l'opération se prolonge encore au point de ne pouvoir être terminée en un laps de temps raisonnable.

S. Sabetay et J. Bléger (3) ayant déjà montré que les solutions de potasse benzylique se prêtent à la saponification des dérivés halogénés aliphatiques ou hydroaromatiques, nous avons pensé qu'il en serait de même avec les sulfates des alcools gras. L'expérience a confirmé cette hypothèse. Il suffit de faire bouillir à reflux la substance étudiée avec une solution N de potasse benzylique en excès. La saponification est ainsi terminée en moins d'une heure. On titre ensuite en retour avec HCl N/1.

---

(1) *Ind. Eng. Chem.*, 9, 1917, p. 850.

(2) F. M. Biffen and F. Dee Snell, *Ind. Eng. Chem.* (Anal. Edition), 7, 1935, p. 234.

(3) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 47, 1930, p. 114.

Au moins pour les premiers termes, l'alcool mis en liberté se combine à l'alcool benzylique sous forme d'éther-oxyde, dont c'est là une nouvelle méthode de préparation. Cette réaction est analogue à celle de Cahours ([4]) pour la préparation des éthers phénoliques.

Le mode opératoire est le suivant :

Dans un ballon à saponification en verre pyrex ou Iéna de $150^{cm^3}$, à rodage normalisé et muni d'un réfrigérant à reflux, on introduit 1,5 à $2^g$ de substance et $25^{cm^3}$ de potasse benzylique environ N/1 (préparée à partir d'alcool benzylique exempt de chlore et de potasse en bâtons et préalablement filtrée). L'extrémité du réfrigérant étant reliée à un tube à potasse, on porte à douce ébullition pendant une heure. Après refroidissement, on ajoute, par le sommet du réfrigérant, $50^{cm^3}$ d'eau et titre en retour avec HCl N/1 en présence de phénolsulfone phtaléine (rouge de phénol) jusqu'à teinte jaune persistante. L'alcool benzylique en suspension dans la solution aqueuse ne nuit pas sensiblement à la netteté du virage.

Un essai témoin, effectué exactement dans les mêmes conditions, donne par différence la quantité de potasse consommée.

Le tableau ci-dessous indique les résultats obtenus avec un certain nombre de sulfates mixtes d'alcools primaires. Il montre aussi les résultats obtenus comparativement par dosage gravimétrique sous forme de $SO^4Ba$ après hydrolyse par HCl à 20 %, à l'ébullition pendant une heure.

| Substance. | P.M. | Poids de substance. | HCl N/1. | S (%). A. | B. | C. | Erreur (%). |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $CH^3-CH^2-O-SO^3Na$ ..... | 148 | 1,392 | 9,37 | 21,62 | 21,58 | 21,60 | −0,1 |
| | | 1,599 | 10,77 | | 21,57 | | −0,15 |
| $CH^3-(CH^2)^3-O-SO^3Na$... | 176 | 1,736 | 9,78 | 18,17 | 18,03 | 18,17 | −0,8 |
| | | 1,512 | 8,53 | | 18,05 | | −0,7 |
| $CH^3-(CH^2)^6-O-SO^3Na$... | 218 | 1,543 | 7,12 | 14,68 | 14,75 | 14,72 | +0,2 |
| | | 1,720 | 7,94 | | 14,77 | | +0,35 |
| $CH^3-(CH^2)^9-O-SO^3Na$... | 260 | 1,604 | 6,20 | 12,31 | 12,37 | 12,29 | +0,6 |
| | | 1,507 | 5,82 | | 12,38 | | +0,7 |
| $CH^3-(CH^2)^{11}-O-SO^3Na$.. | 288 | 1,587 | 5,45 | 11,12 | 11,00 | 10,94 | +0,55 |
| | | 1,602 | 5,50 | | 10,98 | | +0,4 |
| $CH^3-(CH^2)^{15}-O-SO^3Na$.. | 316 | 1,513 | 4,68 | 10,12 | 9,90 | 9,92 | −0,2 |
| | | 1,515 | 4,70 | | 9,93 | | +0,1 |

A, théorique; B, KOH benzylique; C, hydrolyse acide.

L'accord entre les chiffres obtenus par hydrolyse acide et par saponification au moyen de la potasse benzylique est donc satisfaisant. L'erreur est dans tous les cas inférieure à 1 %.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur certaines modalités du ruissellement.* Note ([1]) de MM. **Yves Milon** et **André Cailleux**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Dans les régions dénudées et imperméables, comme les badlands du Middle-West (W. M. Davis) et certains versants des Alpes (Surrel), une fraction

---

([4]) *Comptes rendus*, **32**, 1851, p. 64.

([1]) Séance du 18 août 1943.

notable des eaux de précipitation ruisselle à la surface du sol et y exerce une action érosive intense, qui tend à reculer vers l'amont; et ainsi s'organise peu à peu le chevelu du réseau hydrographique. Beaucoup d'auteurs semblent avoir admis implicitement que les processus sont essentiellement les mêmes, dans les régions couvertes de végétation et plus ou moins perméables et que le climat même n'intervient que pour en modifier l'intensité, mais non la nature intime.

Pour contrôler s'il en est bien ainsi, nous avons suivi, pendant deux ans, le ruissellement dans des vallons forestiers, longs de 1 à 7$^{km}$, entièrement creusés dans les sables de Fontainebleau, perméables, que couronnent 2 à 5$^{m}$ de calcaire et meulière de Beauce et de gravier de Lozère. Localité : Dourdan (Seine-et-Oise). Les ruisselets ne coulent que pendant quelques heures, l'été, après les pluies très violentes, et pendant 2 mois 1/2 à 3 mois après le dégel hivernal. En aucun cas nous n'avons observé de ruissellement sur les versants; l'eau s'y infiltre totalement. Lorsque le sol est encore gelé en profondeur, elle forme une nappe superficielle; lorsque le sol est dégelé, elle tend à s'enfoncer; dans les deux cas, elle reparaît au jour, dans le fond des thalwegs, sous forme de ruisseau. Celui-ci apparaît d'abord vers l'amont du thalweg; vers l'aval, sa vitesse et son débit diminuent et s'annulent, il se perd dans le sol; pendant 1 à 5 jours après le dégel, le front ainsi constitué se déplace progressivement vers l'aval; généralement, il finit par atteindre la rivière permanente, l'Orge; vers le 10$^{e}$ ou 20$^{e}$ jour environ, commence une longue période de régression; le front cesse d'atteindre le confluent et se déplace vers l'amont, de nouveau sous forme de perte; plus tard, certains ruisseaux se tronçonnent même en plusieurs sections, terminées chacune en aval par une perte.

Ainsi, que ce soit sur les versants ou même sur les thalwegs (pertes), l'infiltration apparaît comme le cas général. Le ruissellement, en revanche, est limité aux seules sections du thalweg où le sous-sol est imbibé d'eau; à ce titre, il est commandé par l'infiltration. Le ruisseau nous apparaît en quelque sorte comme l'affleurement d'une nappe, ou d'une portion de nappe, ici temporaire. En été, après les grosses averses, l'imbibition, très superficielle, ne dure que quelques heures et l'eau s'infiltre rapidement en profondeur. En hiver, au contraire, dans certaines sections moyennes encaissées des thalwegs, l'imbibition persiste 2 à 3 mois, même si les précipitations sont exceptionnellement réduites, comme en février et mars 1943; en outre, la vitesse des ruisseaux, qui atteignait encore 4 à 14 cm/s le 30$^{e}$ jour, devient ensuite très faible : 0,5 à 2,5 cm/s le 60$^{e}$ jour; 0,1 à 1 cm/s le 90$^{e}$ jour; ce suintement infime fait finalement place à des flaques stagnantes qui ne disparaissent que fort lentement. Ainsi est attestée la persistance de l'imbibition, que confirme la localisation des brumes et de la végétation hygrophile. Or, le terrain étant perméable, rien n'explique une telle persistance, si ce n'est la proximité de la nappe phréatique, dont témoignent précisément les niveaux mêmes des puits du voisinage. L'examen de ceux-ci conduit à penser qu'à l'aplomb du thalweg

(et peut-être sur une largeur assez faible d'ailleurs) l'eau d'infiltration hivernale imprègne totalement le sous-sol, arrêtée dans sa descente verticale par l'écran de la nappe phréatique. Ainsi, contrairement à ce qu'on aurait pu *a priori* imaginer, le ruissellement superficiel paraît fortement contrôlé par la présence de la nappe profonde.

Des observations analogues peuvent être faites en Bretagne, où le réseau hydrographique *actuel* n'est pas alimenté par le ruissellement, mais par des sources ou des zones sourceuses. L'étude de la localisation des sources est entièrement à faire; elle est commandée par une topographie souvent ancienne, héritage d'un passé lointain et de climats très divers et par tout le système, plus ou moins complexe, des eaux profondes ou subsuperficielles de la région.

A l'exception du cas particulier des calcaires karstiques, le rôle des eaux infiltrées a été assez négligé en morphologie. L'attention des géographes et des géologues est cependant de plus en plus attirée vers ce qu'on peut appeler *l'érosion latérale*. Celle-ci s'opère par descente en masse, rapide ou lente, des sols et des débris du sous-sol imbibés d'eau, et se produit particulièrement dans la *zone des échanges*, au-dessus de la nappe phréatique, zone qui joue également un rôle fondamental dans la formation, l'ameublissement, l'évolution des sols et, par suite, dans leur désagrégation et leur glissement.

Dans nos régions, le façonnement des versants est présentement peu important, grâce à la douceur du climat et à la protection du tapis végétal; cependant les zones sourceuses produisent, en Bretagne, de véritables petites *franes*, par décollement, au-dessus de la tranche sursaturée, dans les sols ameublis glissant sur de l'argile.

Le ruissellement, dans le Massif Armoricain et sa bordure, n'a pu agir avec force que dans certaines conditions de climat, supprimant presque complètement le tapis végétal : 1° conditions semi-désertiques réalisées au Cénomanien (attestées par l'importance de l'apport éolien) et à l'Éocène (flore à Sabals comparée à celle des *Mattos* ou semi-déserts du Brésil); 2° conditions périglaciaires, réduisant considérablement le rôle des eaux d'infiltration (sols au moins partiellement gelés du Quaternaire). Ces époques de ruissellement et de ravinement intenses sont précisément celles qui ont entraîné la production de masses considérables de sables ([2]) au Cénomanien et à l'Éocène; de graviers, sables et limons au Quaternaire (débâcles, dégel et ravinement).

La séance est levée à 15h50m.

L. B.

---

([2]) Y. Milon, *C. R. Somm. Géol. Minéral. de Bretagne*, **2**, II, 29 mars 1936, pp. 9-11.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 30 AOUT 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Clodomir Houard**, Correspondant pour la Section de Botanique, survenu à Misery, par Coulanges-sur-Yonne (Yonne), le 10 août 1943.

*Notice nécrologique sur* Édouard Imbeaux,
par M. **Albert Caquot**.

Ingénieur des Ponts-et-Chaussées, Docteur en Médecine, **Édouard Imbeaux**, Correspondant depuis 1912 de notre Section d'Économie rurale, a poursuivi toute sa carrière dans la direction imposée par cette double activité.

Toute sa vie fut ainsi consacrée à rechercher et à mettre au point, dans des applications importantes, les méthodes dont l'ingénieur peut disposer pour améliorer les conditions de l'hygiène et diminuer la mortalité.

L'alimentation en eau, puis l'assainissement des villes font l'objet d'un grand nombre de ses travaux.

Il avait acquis dans ces questions une notoriété qui le fit appeler souvent comme conseil par de grandes villes françaises et étrangères.

Il avait publié dès 1897 un Ouvrage sur *Les eaux potables et leur rôle hygiénique dans le Département de Meurthe-et-Moselle,* qu'il fit suivre d'études plus générales sur l'alimentation en eau des principales villes du monde.

Il étudia les eaux souterraines des États-Unis, spécialement dans le Quaternaire, les bassins artésiens de l'Australie et résuma ses recherches dans un Ouvrage intitulé *Essai d'hydrogéologie. Recherche, étude et captage des eaux souterraines.*

L'une de ses dernières brochures est relative aux *Qualités de l'Eau et moyens de correction.* Il ne s'occupa pas seulement du système d'alimentation des agglomérations modernes, véritable réseau artériel, mais encore de leur réseau veineux, dans le système d'assainissement.

Les grands Ouvrages traitent de ces deux organismes, et ils sont encore classiques aujourd'hui, grâce à leur documentation et à leur précision.

En 1921, par sa double compétence, il faisait paraître le résultat de ses études sur *l'Application de la Biologie à l'art de l'Ingénieur.*

Sa curiosité technique lui fit étudier des problèmes intéressants, et il dressa et publia en 1925 un projet de mise en valeur des chutes à créer entre la Méditerranée et la mer Morte pour l'électrification de la Palestine, l'irrigation et la navigation intérieure.

Ceux qui ont approché Édouard Imbeaux ont apprécié la simplicité de son accueil comme l'étendue de ses connaissances.

Il aimait à guider les jeunes ingénieurs dans une technique nouvelle et souvent difficile, et l'École Nationale des Ponts-et-Chaussées se l'attacha comme professeur jusqu'à sa retraite.

MÉCANIQUE. — *Application de la méthode de la variation des constantes à l'étude des oscillations non linéaires.* Note de M. **Émile Jouguet** †.

1. Plusieurs auteurs (Phillipps, Résal, Andrade, Haag) ont déjà appliqué la méthode de la variation des constantes à l'étude des oscillations non linéaires. Je dirai tout à l'heure ce qui me paraît justifier la publication de la présente Note, malgré les travaux de ces devanciers.

Soit un système à un seul degré de liberté $q$. Sa force vive est de la forme $f(q)q'^2$. Il est soumis à des forces dérivant d'un potentiel $V(q)$ et à des résistances dont le travail virtuel est $-\varphi(q)q'\delta q \mp \psi(q)q'^2\delta q$ (le double signe correspond à $q'$ positif ou négatif). Le potentiel étant supposé minimum pour $q=0$, l'équilibre en ce point est stable et l'on peut envisager des oscillations au cours desquelles $q$ reste petit. Écrivons, pour ces oscillations, l'équation de Lagrange en négligeant le 4e ordre. Pour cela nous développerons les fonctions $f$, $V$, $\varphi$, $\psi$ par rapport aux puissances de $q$. Nous introduirons d'ailleurs l'hypothèse que les résistances sont petites, c'est-à-dire que les coefficients des développements de $\varphi$ et de $\psi$ sont petits et nous les considérerons comme de l'ordre de $q$. On parvient ainsi à une équation de la forme

$$q''+k^2q = -k\lambda q' - k\mu q q' \mp \rho q'^2 + Aq'^2 + k^2Bq^2 + Cqq'^2 + k^2Dq^3, \tag{1}$$

où $\lambda$, $\mu$, $\rho$, qui proviennent des résistances, sont petits. Le signe supérieur convient pour $q'>0$, l'inférieur pour $q'<0$. Si $q$ est un paramètre sans dimensions (ce qui est toujours possible), A, B, C, D, $\lambda$, $\mu$, $\rho$ sont des nombres. C'est cette équation que nous allons traiter par la méthode de la variation des constantes.

2. Si l'on néglige le second membre, qui est petit par rapport au premier, l'intégrale de (1) est

$$q = M\cos k(t+\varepsilon) = M\cos\tau, \tag{2}$$

avec M et $\varepsilon$ constants. Cette même expression donne l'intégrale de l'équation (1) complète si l'on suppose M et $\varepsilon$ fonctions de $t$. On peut s'imposer la condition

que $q'$ se réduise à $-\mathrm{M}k\sin\tau$. Il est nécessaire pour cela que

$$\cos\tau\frac{d\mathrm{M}}{dt}-k\sin\tau\frac{d\varepsilon}{dt}=0. \tag{3}$$

En exprimant que (2) est solution de (1), on trouve une autre équation linéaire en $d\mathrm{M}/dt$ et $d\varepsilon/dt$ qui, avec (3), donne

$$\left\{\begin{aligned}\frac{d\mathrm{M}}{dt}&=-\lambda\mathrm{M}k\sin^2\tau-\mathrm{M}^2\mathrm{A}k\sin^3\tau-\mathrm{M}^2\mathrm{B}k\cos^2\tau\sin\tau\\&\quad-\mu\mathrm{M}^2k\sin^2\tau\cos\tau\pm\rho\mathrm{M}^2k\sin^3\tau-\mathrm{M}^3\mathrm{C}k\cos\tau\sin^3\tau-\mathrm{M}^3\mathrm{D}k\cos^3\tau\sin\tau,\\\frac{d\varepsilon}{dt}&=\frac{1}{\mathrm{M}k}\frac{\cos\tau}{\sin\tau}\frac{d\mathrm{M}}{dt}=\chi.\end{aligned}\right. \tag{4}$$

Le signe supérieur du terme $\pm\rho\mathrm{M}^2k\sin^3\tau$ convient quand $\sin\tau<0$; l'inférieur quand $\sin\tau>0$. M, $\lambda$, $\rho$ doivent être considérés comme infiniment petits du 1er ordre. Les seconds membres de (4) sont donc au moins du 2e ordre pour $d\mathrm{M}/dt$ et du premier pour $d\varepsilon/dt$ et, par conséquent, M et $\varepsilon$ sont lentement variables. Dans la manière habituelle d'appliquer la méthode de la variation des constantes, on suppose M et $\varepsilon$ constants dans les seconds membres de (4), et deux quadratures simples effectuées pendant le temps que $\tau$ varie de zéro à $2\pi$ donnent les variations $\Delta\mathrm{M}$ et $\Delta\varepsilon$ de M et de $\varepsilon$ pendant ce temps. Mais en faisant un tel calcul pour les termes du 2e ordre de $d\mathrm{M}/dt$ (du 1er ordre de $d\varepsilon/dt$), on commet une erreur du 3e ordre (2e ordre). Il est donc illusoire de conserver les termes du 3e ordre dans $d\mathrm{M}/dt$ (du 2e ordre dans $d\varepsilon/dt$) et, dès lors, on n'étudie plus les oscillations, comme on se l'était proposé, à l'approximation du 3e ordre en $q$. Si l'on veut assurer cette approximation, il faut calculer M au 4e ordre près et $\varepsilon$ au 3e ordre près. *L'objet de la présente Note est précisément de tenir compte de cette remarque.*

3. On a $d\tau=k\,dt+k\,d\varepsilon=k(1+\chi)\,dt$ et les équations (4) deviennent, en négligeant le 3e ordre dans $d\varepsilon/d\tau$ et le 4e dans $d\mathrm{M}/d\tau$,

$$\left\{\begin{aligned}\frac{d\mathrm{M}}{d\tau}&=-\lambda\mathrm{M}\sin^2\tau-\mathrm{M}^2\mathrm{A}\sin^3\tau-\mathrm{M}^2\mathrm{B}\cos^2\tau\sin\tau-\mu\mathrm{M}^2\sin^2\tau\cos\tau\\&\quad\pm\rho\mathrm{M}^2\sin^3\tau-\lambda^2\mathrm{M}\sin^3\tau\cos\tau-2\lambda\mathrm{M}^2\mathrm{A}\sin^4\tau\cos\tau-2\lambda\mathrm{M}^2\mathrm{B}\sin^2\tau\cos^3\tau\\&\quad-\mathrm{M}^3\mathrm{C}\cos\tau\sin^3\tau-\mathrm{M}^3\mathrm{D}\cos^3\tau\sin\tau-\mathrm{M}^3\mathrm{A}^2\sin^5\tau\cos\tau\\&\quad-\mathrm{M}^3\mathrm{B}^2\cos^5\tau\sin\tau-2\mathrm{M}^3\mathrm{AB}\sin^3\tau\cos^3\tau,\\\frac{d\varepsilon}{d\tau}&=\frac{1}{\mathrm{M}k}\frac{\cos\tau}{\sin\tau}\frac{d\mathrm{M}}{d\tau}.\end{aligned}\right. \tag{5}$$

C'est à partir de ces formules qu'on calculera

$$\Delta\mathrm{M}=\int_0^{2\pi}\frac{d\mathrm{M}}{d\tau}\,d\tau,\qquad\Delta\varepsilon=\int_0^{2\pi}\frac{d\varepsilon}{d\tau}\,d\tau.$$

Considérons, pour fixer les idées, $d\mathrm{M}/d\tau$. Dans les termes du 3e ordre, on peut, en négligeant le 4e ordre, remplacer M par sa valeur $\mathrm{M}_0$ pour $\tau=0$. On ne le

peut pas dans ceux du 2e ordre. Par exemple le calcul de $-\int_0^{2\pi} \lambda M \sin^2\tau\, d\tau$ se fera comme suit. On écrira ce terme

$$-\lambda\left[M\left(\frac{\tau}{2}-\frac{\sin 2\tau}{4}\right)\right]_0^{2\pi}+\lambda\int_0^{2\pi}\left(\frac{\tau}{2}-\frac{\sin 2\tau}{4}\right)\frac{dM}{d\tau}d\tau.$$

Dans l'intégrale on substituera à $dM/d\tau$ son expression (5) et l'on pourra, en négligeant le 4e ordre, remplacer M par $M_0$. On trouve ainsi

$$-\lambda M_0\pi - \lambda\,\Delta M\pi - \lambda^2\frac{M}{2}\pi^2+\lambda M_0^3\frac{2A+B}{3}\pi.$$

Les autres termes donnent lieu à des calculs analogues, avec emploi de l'intégration par parties.

4. L'équation (1) sans second membre donne les oscillations linéaires, périodiques, de période $T=2\pi/k$. L'équation (1) complète définit un mouvement pseudopériodique (périodique si $\lambda$ et $\rho$ sont nuls). La pseudopériode $T+\Delta T$ est le temps qui s'écoule entre deux maxima successifs de l'élongation, c'est-à-dire le temps pendant lequel $\tau$ varie de 0 à $2\pi$. $\Delta M$ est la variation d'amplitude pendant ce temps et $\Delta\varepsilon$ est égal, à l'approximation convenue, à $-\Delta T$. En dirigeant les calculs comme il est dit au paragraphe 3, on trouve

$$\Delta M = -\lambda M_0\pi + \frac{\lambda^2 M_0}{2}\pi^2 + \frac{1}{3}\lambda M_0^3(2A+B)\pi - \frac{8}{3}\rho M_0^3,$$

$$\Delta T = -\Delta\varepsilon = \lambda^2\frac{T}{8} + M^2\frac{T}{2}\left[\frac{A^2}{3}+\frac{5}{6}(A+B)B+\frac{C+3D}{4}\right].$$

Quand on néglige la remarque finale du paragraphe 2 ci-dessus, ce qui peut êtrelégitime dans certains problèmes, on trouve que la pseudopériode n'est pas influencée par les termes complémentaires de l'équation (1) qui sont impairs en $q'$ ou pairs en $q$. On voit que cette règle ne peut s'appliquer sans discussion au problème actuel où la remarque du paragraphe 2 est essentielle.

THÉORIE DES DIMENSIONS. — *Sur une singularité d'analyse dimensionnelle.* Note de M. **Dimitri Riabouchinsky**.

Pour mettre en évidence le lien qui unit la transformation ([1])

(1) $$f(a, b, \ldots, k, l, m, n) = l^\xi m^\eta n^\zeta f(A, B, \ldots, K, 1, 1, 1)$$

à la théorie générale de la similitude mécanique ([2]), il faut remplacer dans cette théorie les trois rapports de similitude $\lambda$, $\mu$, $\tau$, qui peuvent être choisis arbitrairement, par leurs expressions définies par les trois équations

(2) $$\mathrm{Log}(\lambda^p\mu^q\tau^r l) = \mathrm{Log}(\lambda^{p_1}\mu^{q_1}\tau^{r_1} m) = \mathrm{Log}(\lambda^{p_2}\mu^{q_2}\tau^{r_2} n) = 0.$$

---

([1]) *Bulletin technique du Ministère de l'Air*, **17**, 1924, pp. 83-92.

([2]) P. Appell, *Mécanique rationnelle*, **2**, 1911, pp. 539-545.

Le nombre des variables sans dimensions A, B, ..., K est au plus $s-p$, où $p(=1, 2, 3)$ est le nombre maximum des grandeurs dimensionnellement indépendantes, choisies parmi les $s$ grandeurs $a, b, \ldots, n$ et représentées dans (1) et (2) par $l, m, n$.

En démontrant le théorème (1), nous avons admis d'abord que la fonction $f$ peut être développée en série de Maclaurin. J'ai donné ensuite plusieurs exemples et un essai de classification de fonctions non analytiques rentrant dans le cadre du théorème susdit, mais il y a aussi des cas d'exception irréductibles. C'est en vue de ces derniers que j'ai commencé par écarter de la démonstration les fonctions non analytiques et que j'ai généralisé ensuite le théorème démontré ainsi, de façon à pouvoir l'étendre aux cas exclus et d'exception.

Nous donnerons un exemple de cette généralisation, en discutant un problème où apparaît une pareille singularité ([3]). Considérons une famille d'hélices géométriquement semblables et soient $p$ la résultante des pressions hydrodynamiques agissant sur les pales de l'hélice, $d$ son diamètre, $h$ son pas, $n$ le nombre de tours par unité de temps, $v$ la vitesse de translation parallèle à l'axe, $\rho$ la densité de l'air. En faisant abstraction de la compressibilité et de l'intervention explicite de la viscosité, appliquons, en admettant que la fonction

$$f(p, \rho, n, v, d, h)=0$$

est analytique, la transformation (1). Il vient

$$f\left(\frac{p}{\rho d^2 v^2}, 1, \frac{nd}{v}, 1, 1, \frac{h}{d}\right)=\varphi\left(\frac{p}{\rho d^2 v^2}, \frac{nd}{v}, \frac{h}{d}\right)=0. \tag{3}$$

En posant dans l'équation (3) $n=0$, on constate que $p$ conserve le même signe lorsqu'on change celui de $v$. Cette solution est donc impropre.

Renonçons maintenant à l'hypothèse que $f$ est analytique et posons

$$f(p, \rho, n, v, d, h)=\mathrm{F}(p, \rho, n, |n|, v, |v|, d, h)=0, \tag{4}$$

en supposant que F est une fonction analytique de 8 variables. On a

$$\frac{\partial f}{\partial n}=\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial n}+\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial |n|}\frac{n}{|n|}, \qquad \frac{\partial f}{\partial v}=\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial v}+\frac{\partial \mathrm{F}}{\partial |v|}\frac{|v|}{v},$$

et, par conséquent, ces dérivées de la fonction $f$ cessent d'être continues pour les valeurs $n=0$, $v=0$. Mais la fonction F étant analytique, on peut écrire, en appliquant le théorème (1) à la seconde partie de l'équation (4),

$$\mathrm{F}\left(\frac{p}{\rho d^2 v^2}, 1, \frac{nd}{v}, \left|\frac{nd}{v}\right| \frac{|v|}{v}, 1, \frac{|v|}{v}, 1, \frac{h}{d}\right)=\varphi\left(\frac{p}{\rho d^2 v^2}, \frac{nd}{v}, \frac{|v|}{v}, \frac{h}{d}\right)=0. \tag{5}$$

---

([3]) *Bulletin de l'Institut aérodynamique de Koutchino*, 2, 1909, p. 78 et 4, 1912, p. 90. J'ai utilisé systématiquement la variable sans dimensions $nd/v$ depuis 1906, en insistant sur son importance dans tous les cas où un corps de forme arbitraire est animé d'une vitesse angulaire $2\pi n$ autour d'un axe formant un angle quelconque avec la vitesse du courant relatif $v$.

Par exemple, pour certaines hélices à pas constant et en désignant par $c$ un paramètre sans dimensions, il vient en première approximation

$$\frac{p}{\rho\, d^2 v\,|v|} = c\left(\frac{nh}{v}\left|\frac{nh}{v}\right| - 1\right).$$

Nous avons obtenu, dans (5), quatre variables sans dimensions, au lieu d'en obtenir $s - p = 6 - 3 = 3$, ce qui contredit le théorème (1) et justifie la précaution que nous avons prise de considérer séparément les fonctions non analytiques.

Il est facile de voir pourquoi les variables $nd/v$ et $h/d$ ne suffisent pas pour déterminer complètement la variable $p/\rho\, d^2 v^2$. On a évidemment $nd : v = -nd : -v$ et $nd : -v = -nd : v$, mais les fonctions de la forme $f(nd, v)$ et $f(nd, -v)$ ne sont pas nécessairement respectivement égales à $f(-nd, -v)$ et $f(-nd, v)$. En plus de la valeur numérique et du signe du rapport $nd : v$, il faut préciser celui de $v$ ou de $n$.

4. Démontrons maintenant que $|v| : v = v : |v|$ peut être exprimé en fonction d'une variable $v/k$, où $\sqrt{2}\,k$ peut prendre une valeur réelle quelconque, pourvu qu'elle reste positive et supérieure à toutes les valeurs qu'on donnera à $v$.

J. Bertrand et H. Lebesgue ont obtenu le développement de $|x|$ au moyen de $\sqrt{1-(1-x^2)}$. Nous considérerons ce développement en posant $\sqrt{k^2-(k^2-x^2)} = k\sqrt{1-[1-(x/k)^2]}$.

En calculant par ce procédé le développement de $1 : |x|$, et en multipliant ensuite les deux parties par $x$, j'ai obtenu (4), pour $k = 1$, le développement (6)

$$(6)\quad \frac{x}{|x|} = \frac{x}{k}\left[1 + \frac{1}{2}\left(1 - \frac{x^2}{k^2}\right) + \frac{1.3}{2.4}\left(1 - \frac{x^2}{k^2}\right)^2 + \ldots + \frac{1.3.5\ldots 2n-1}{2.4.6\ldots 2n}\left(1 - \frac{x^2}{k^2}\right)^n + \ldots\right].$$

J'ai mentionné aussi qu'on obtient ce même développement directement, en dérivant terme à terme le développement précité de $|x|$. Le développement (6) est absolument convergent pour les valeurs de $x$ vérifiant la condition $0 < |x| < \sqrt{2}\,k$.

En raison de la relation

$$\frac{1.3.5\ldots 2n-1}{2.4.6\ldots 2n} = \frac{(n+1)(n+2)\ldots 2n}{n!}\,2^{-2n} = C_{2n}^{n}\,2^{-2n},$$

on retrouve, en remplaçant dans (6) $x$ par $x - y$, $k$ par l'unité et en tenant compte de la condition $x + y = 1$, le développement utilisé récemment par M. É. Borel (5).

L'intérêt que présentent de pareils développements ne doit pas empêcher

(4) *Bulletin de l'Institut aérodynamique de Koutchino*, 6, Paris, 1920, p. 97.

(5) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 822.

cependant de prendre l'habitude d'opérer directement avec le symbole $|x|$ et de s'entendre sur les propriétés fondamentales de cet opérateur.

2. J'ai déjà attiré l'attention, dans une communication au IIIe Congrès de Mécanique appliquée à Stockholm en 1930, sur le fait que l'interprétation (7), donnée au symbole $\lim(n.0)$ pour $n \to \infty$ dans la théorie des fonctions définies comme limites, mettait souvent en opposition le calcul formel et l'intuition sensible, et qu'il serait possible de rapprocher les deux points de vue en substituant à l'interprétation (7), l'interprétation (8),

(7) $$\lim_{n \to \infty} (n.0) = 0;$$

(8) $$\lim_{n \to \infty} (n.0) = \text{valeur indéterminée}.$$

Le développement de $(x:|x|)$ nous donne l'occasion de préciser cette remarque.

La limite du développement (6) pour $n$ infini est égale soit à zéro, soit à une grandeur indéterminée dont il faut déterminer la vraie valeur, selon qu'on adopte les définitions (7) ou (8).

On a d'autre part

(9) $$\left(\frac{x}{|x|}\right)_{x \neq 0} = \frac{x:n}{|x:n|} = \lim_{n \to \infty} \frac{x:n}{|x:n|} = \left(\frac{x}{|x|}\right)_{x=0} = \pm 1,$$

et il est difficile de se représenter, dans ces conditions, pourquoi et comment $(x:|x|)$ doit s'anuler pour $x = 0$.

Il y a donc accord entre (8) et (9) et désacord entre (7) et (9).

La théorie, basée sur le concept de l'origine d'un nombre, que j'ai développée ([6]), permet de définir et d'exprimer facilement d'autres fonctions dont tous les points coïncident avec ceux de $(x:|x|)$ et qui, en plus, prennent la valeur zéro pour $x = 0$, lorsqu'on précise l'origine de cette valeur de $x$.

## CORRESPONDANCE.

GÉOMÉTRIE. — *Sur les triangles isopolaires.* Note ([1]) de MM. **Robert Bouvaist** et **Victor Thébault**, transmise par M. Élie Cartan.

I. On projette sous un angle $\pi - V$ les sommets d'un triangle ABC sur une droite donnée $\Delta$ aux points A′, B′, C′; les normales d'angle V, menées par les points A′, B′, C′ respectivement aux côtés BC, CA, AB, concourent en un point P. Ce point P est *l'isopôle* de la droite $\Delta$; celle-ci est une *isopolaire* du point P ([2]). Les droites de Simson d'angle V des points de rencontre de la

([6]) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 679.

([1]) Séance du 23 août 1943.

([2]) A. Third, *Proceed. of Edinburg Math. Soc.*, 31, 1913, pp. 17-34.

droite $\Delta$ avec la circonférence ABC passent par l'isopôle P. La normale d'angle $\pi - V$, menée à la droite $\Delta$ par son isopôle P, est une droite de Simson d'angle V du triangle ABC. Cette normale est le lieu des isopôles des droites parallèles à $\Delta$.

II. Théorèmes. — 1. *Étant donnés un triangle* ABC *inscrit dans un cercle* (O), *de centre* O *et de rayon* R, *un angle* V *et un point* P *du plan* ABC, *il existe un triangle* A'B'C' *inscrit dans* (O) *dont les trois côtés ont le point* P *pour isopôle d'angle* V, *par rapport à* ABC. Réciproquement, *les côtés du triangle* ABC *ont pour isopôle d'angle* $\pi - V$ *le point* P, *par rapport au triangle* A'B'C' (les triangles ABC et A'B'C' sont isopolaires).

Précisons que si H et H' sont les orthocentres des triangles ABC et A'B'C', le point P est sur la médiatrice du segment rectiligne HH' et l'angle HPH' est égal à 2V.

2. *Les conjugués isogonaux* Q *de* P, *par rapport à* ABC, Q' *de* P, *par rapport à* A'B'C', *sont équidistants de* O *et l'angle* QOQ' *est égal à* 2V.

3. *Le produit des distances du point* P *aux côtés du triangle* ABC *est égal, en valeur absolue, à celui des distances du point* P *aux côtés du triangle* A'B'C'.

En effet, $V_1$, $V_2$, $V_3$ étant les angles de même sens d'une droite $\Delta$ avec les côtés du triangle ABC, la distance à $\Delta$ de l'isopôle d'angle V de cette droite, par rapport à ABC, a pour expression [3]

$$d = \frac{2R}{\sin V} \cdot \sin(V + V_1)\sin(V + V_2)\sin(V + V_3).$$

Corollaire. — *Les coniques,* ($\Gamma$) *de foyers* P *et* Q *et de centre* $\omega$ *inscrite dans* ABC, ($\Gamma'$) *de foyers* P *et* Q' *et de centre* $\omega'$ *inscrite dans* A'B'C', *ont même longueur d'axe non focal, et si* $O_9$, $O'_9$ *sont les centres des cercles des neuf points de* ABC, A'B'C', *on a* $\omega O_9 = \omega' O'_9$.

III. Ces propositions, dont quelques-unes n'ont été signalées que dans le cas où $V = \pi/2$, ne sont que des hypothèses particulières des théorèmes généraux suivants :

Théorèmes. — 1. *Deux triangles* $A_1B_1C_1$ *et* $A_2B_2C_2$ *sont inscrits dans un même cercle* (O), *de centre* O *et de rayon* R; *les isopôles* $\alpha_2$, $\beta_2$, $\gamma_2$ *d'angle* V *des côtés* $B_2C_2$, $C_2A_2$, $A_2B_2$ *du triangle* $A_2B_2C_2$, *par rapport à* $A_1B_1C_1$, *et les isopôles* $\alpha_1$, $\beta_1$, $\gamma_1$ *d'angle* $\pi - V$ *des côtés* $B_1C_1$, $C_1A_1$, $A_1B_1$ *du triangle* $A_1B_1C_1$, *par rapport à* $A_2B_2C_2$, *sont sur un même cercle* ($\omega$).

Le centre $\omega$ de ce cercle est sur la médiatrice du segment $H_1H_2$ joignant les orthocentres $H_1$, $H_2$ de $A_1B_1C_1$, $A_2B_2C_2$, l'angle $H_1\omega H_2$ est égal à 2V et le rayon du cercle ($\omega$) a pour longueur

$$\sigma = \frac{R}{\sin V} \cdot \sin(\varphi - 2V),$$

l'angle $2\varphi$ ayant pour mesure l'arc $(\widehat{A_1A_2} + \widehat{B_1B_2} + \widehat{C_1C_2})$.

(3) V. Thébault, *Gazeta Matematica*, 1933, p. 248.

Les triangles $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ et $\alpha_2\beta_2\gamma_2$ sont respectivement semblables aux triangles $A_1B_1C_1$ et $A_2B_2C_2$ et leurs aires sont entre elles comme celles de ceux-ci. Le centre $\omega$ du cercle $(\omega)$ coïncide avec l'orthocentre commun des triangles $M_1N_1P_1$ et $M_2N_2P_2$, homothétiques à $A_1B_1C_1$ et $A_2B_2C_2$ et inscrits dans les triangles $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ et $\alpha_2\beta_2\gamma_2$. Les cercles $(\omega_1)$, $(\omega_2)$ circonscrits aux triangles $M_1N_1P_1$, $M_2N_2P_2$ sont les cercles directeurs des hypocycloïdes de Steiner généralisées $(H_3, \pi-V)$, $(H_3, V)$ inscrites aux triangles $\alpha_1\beta_1\gamma_1$, $\alpha_2\beta_2\gamma_2$. Si $H'_1$, $H'_2$ sont les orthocentres des triangles $\alpha_1\beta_1\gamma_1$, $\alpha_2\beta_2\gamma_2$, on a

$$\omega_2\omega = \omega_2 H'_1, \qquad \omega_1\omega = \omega_1 H'_2.$$

COROLLAIRE. — *La condition nécessaire et suffisante pour que les droites de Simson d'angle* $V$ *de* $A_2$, $B_2$, $C_2$, *pour le triangle* $A_1B_1C_1$, *et les droites de Simson d'angle* $\pi - V$ *de* $A_1$, $B_1$, $C_1$ *pour le triangle* $A_2B_2C_2$, *soient concourantes, c'est-à-dire pour que les triangles* $A_1B_1C_1$, $A_2B_2C_2$ *soient isopolaires, est que l'on ait, en grandeur et en signe,*

$$\operatorname{arc} A_1A_2 + \operatorname{arc} B_1B_2 + \operatorname{arc} C_1C_2 = 2k\pi + 4V.$$

2. *Le produit des distances des points* $\alpha_2$, $\beta_2$, $\gamma_2$ *aux côtés du triangle* $A_2B_2C_2$ *est égal, en valeur absolue, à celui des distances des points* $\alpha_1$, $\beta_1$, $\gamma_1$ *aux côtés du triangle* $A_1B_1C_1$.

On peut d'ailleurs ajouter que *le produit des distances des points* $A_1$, $B_1$, $C_1$ *aux côtés du triangle* $\alpha_1\beta_1\gamma_1$ *est égal à celui des distances des points* $A_2$, $B_2$, $C_2$ *aux côtés du triangle* $\alpha_2\beta_2\gamma_2$.

Ces théorèmes nous ont été suggérés par une question particulière posée par M. J. Capoulade [4].

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les suites de fonctions entières à zéros réels et négatifs.* Note [1] de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Soit $f_1(z)$, $f_2(z)$, ..., $f_n(z)$, ... une suite de fonctions entières de genre au plus égal à un nombre fixe $p$ et dont chacune a tous ses zéros $-\alpha_1$, $-\alpha_2$, ..., $-\alpha_i$, ... réels et négatifs.

Nous poserons

$$f_n(z) = e^{P_n(z)} \prod \left(1 + \frac{z}{\alpha_i}\right) e^{-\frac{z}{\alpha_i} + \ldots + (-1)^p \frac{z^p}{p\,\alpha_i^p}},$$

avec

$$P_n(z) = \sum_1^p c_k z^k, \qquad c_k = a_k + ib_k.$$

Nous appellerons $\nu_n(x)$ le nombre de zéros de $f_n(z)$ satisfaisant à $\alpha_i \geqq -x$ et

---

(3) *Journal de Vuibert*, 41e année, 1917, p. 162.

(4) Séance du 23 août 1943.

nous conviendrons de dire qu'une suite de fonctions croissantes $\psi_n(x)$ converge vers une fonction $\psi(x)$ (forcément croissante) si $\psi_n(x)$ a pour limite $\psi(x)$ pour toutes les valeurs de $x$ pour lesquelles $\psi$ est continue.

$\varphi(n)$ sera une fonction positive quelconque de l'entier $n$.

I. Supposons d'abord $f_n(0)=1$ et tous les zéros de $f_n(z)$ inférieurs à un nombre négatif fixe $-a$.

A. 1° Si ($a$) la suite des fonctions $\mu_n(x)=[1/\varphi(n)]\nu_n(x)$ converge vers une fonction $\mu(x)$, ($b$) l'expression $[1/\varphi(n)]\Sigma(1/\alpha_i^{p+1})$ a une limite $\lambda$, ($c$) pour $k=1, 2, \ldots, p$, $[1/\varphi(n)]c_k$ a une limite $C_k$, alors dans le plan coupé suivant la partie $x\leqq -a$ de l'axe réel, la détermination de $[1/\varphi(n)]\log f_n(z)$ nulle pour $z=0$ converge vers la fonction holomorphe

$$\mathrm{U}(z)+i\mathrm{V}(z)=\int_{a-0}^{+\infty}\left\{\log\left(1+\frac{z}{x}\right)-\frac{z}{x}+\ldots+(-1)^p\frac{z^p}{px^p}\right\}d\mu(x)$$
$$+\sum_1^p C_k z^k+\frac{(-1)^p}{p+1}\left[\lambda-\int_{a-0}^{+\infty}\frac{d\mu(x)}{x^{p+1}}\right]z^{p+1},$$

où le logarithme est pris avec la détermination qui s'annule pour $x$ infini.

2° Si la fonction réelle $[1/\varphi(n)]\log|f_n(z)|$ converge dans un domaine, si petit soit-il, les conditions précédentes sont forcément remplies et l'on a $\lim[1/\varphi(n)]\log|f_n(z)|=\mathrm{U}(z)$.

3° On a

$$(1)\qquad \lim_{y\to+0}\mathrm{V}(-x+iy)=\pi\,\frac{\mu(x+0)+\mu(x-0)}{2}.$$

B. 1° Si l'on a les conditions ($a$) et ($b$) ci-dessus en même temps que ($c'$) pour $k=1, 2, \ldots, p$, $[1/\varphi(n)]a_k$ a une limite $A_k$, l'expression $[1/\varphi(n)]\log|f_n(z)|$ converge *pour $z$ réel* $>-a$ vers une fonction $\mathrm{H}(z)$ égale au second membre de (1), où $C_k$ est remplacé par $A_k$.

2° Si $[1/\varphi(n)]\log|f_n(z)|$ converge sur un segment de l'axe réel situé à droite du point $-a$, les conditions ($a$), ($b$), ($c'$) sont remplies.

3° $\mathrm{H}(z)$ est une fonction de $z$ analytique et régulière dans le plan coupé comme plus haut, et l'on a

$$\lim_{y\to+0}\mathcal{I}[\mathrm{H}(-x+iy)]=\pi\,\frac{\mu(x+0)+\mu(x-0)}{2},$$

$\mathcal{I}[\quad]$ désignant le coefficient de $i$ dans la quantité entre crochets.

II. Supposons maintenant que $f_n(z)$ se réduise à un produit canonique de genre $p$, et que les zéros soient assujettis seulement à être réels et négatifs.

1° Si ($a$) la suite des fonctions $\mu_n(x)$ converge vers une fonction $\mu(x)$, ($b$) A étant un nombre positif tel que $\psi$ soit continue pour $x=\mathrm{A}$,

$$(\alpha)\qquad \frac{1}{\varphi(n)}\sum_{\alpha_i\leqq \mathrm{A}}\frac{1}{\alpha_i^p}\ \text{ si } p>0,\quad \text{ou}\quad \frac{1}{\varphi(n)}\sum_{\alpha_i\leqq \mathrm{A}}\log\frac{1}{\alpha_i}\ \text{ si } p=0,\ \text{a une limite } h,$$

$$(\beta)\qquad \frac{1}{\varphi(n)}\sum_{\alpha_i>\mathrm{A}}\frac{1}{\alpha_i^{p+1}}\ \text{ a une limite } k,$$

dans le plan coupé suivant la partie négative de l'axe réel, la détermination de $[1/\varphi(n)]\log f_n(z)$ réelle pour $z$ réel et positif tend vers

$$\begin{aligned}U(z)+iV(z)=&\int_0^{+\infty}\left\{\log\left(1+\frac{z}{x}\right)-\frac{z}{x}+\ldots+(-1)^p\frac{z^p}{px^p}\right\}d\mu(x)\\&+\frac{(-1)^p}{p}\left[h-\int_0^A\frac{d\mu(x)}{x^p}\right]z^p+\frac{(-1)^p}{p+1}\left[k-\int_A^{+\infty}\frac{d\mu(x)}{x^{p+1}}\right]z^{p+1}\quad \text{si } p>0,\end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned}U(z)+iV(z)=&\int_0^{+\infty}\log\left(1+\frac{z}{x}\right)d\mu(x)+h-\int_0^A\log\frac{1}{x}d\mu(x)\\&+\left[k-\int_A^{+\infty}\frac{d\mu(x)}{x}\right]z\quad \text{si } p=0.\end{aligned}$$

2° Si $(1/n)\log|f_n(z)|$ converge dans un domaine, ou simplement sur un segment de $Ox$, les conditions précédentes sont remplies.

3° On a encore la formule (1).

III. Les résultats qui précèdent fournissent une nouvelle démonstration d'un théorème de M. Valiron ([2]) donnant la condition nécessaire et suffisante pour qu'une fonction entière $F(z)$ de genre $p$, à zéros réels et négatifs, satisfasse, pour $x$ réel positif très grand, à $\log|F(x)|\sim Ax^{\rho(x)}$, où $\rho(x)$ est une fonction dérivable telle que

$$p<\varliminf_{x\to+\infty}\rho(x)\leq\varlimsup_{x\to+\infty}\rho(x)<p+1,\qquad \lim_{x\to+\infty}x\rho'(x)\log x=0.$$

Il suffit de remarquer que, de toute suite de valeurs positives de $\lambda$ croissant indéfiniment, on peut en extraire une autre telle que $\rho(\lambda_n)$ ait une limite, puis d'appliquer les résultats du paragraphe II, avec $\varphi(n)=\lambda_n^{\rho(\lambda_n)}$, aux fonctions $\Pi(\lambda_n z)$, $\Pi$ étant le produit canonique qui figure dans $F(z)$.

OPTIQUE. — *Relation entre la dispersion de la réfraction dans l'infrarouge d'une part, le visible et l'ultraviolet d'autre part.* Note de M. LUCIEN AMY, présentée par M. Armand de Gramont.

Un grand nombre d'auteurs, Hartmann, Cauchy, Helmholtz, Sellmeier, Ketteler, Briot etc., ont proposé des formules diverses pour représenter les variations de l'indice de réfraction des corps en fonction de la longueur d'onde. Quelques-unes de ces formules sont purement empiriques, d'autres s'appuient sur des considérations plus ou moins théoriques. La comparaison entre les formules théoriques et les valeurs expérimentales est en fait toujours assez décevante. La plupart des formules proposées ne représentent convenablement la dispersion que dans un étroit domaine spectral ou font intervenir un nombre

(2) *Annales de Toulouse*, (3), 5, 1913, pp. 230-243.

élevé de constantes. Le choix de ces constantes est également arbitraire et l'on peut obtenir des résultats similaires avec un système de valeurs numériques sensiblement différentes.

Frappé du fait que les formules proposées font toujours intervenir la longueur d'onde, nous avons repris la question en essayant d'introduire la fréquence dans les formules. Nous avons alors observé une similitude marquée entre les courbes représentant en coordonnées cartésiennes les variations de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde d'une part et de la fréquence d'autre part. Cela nous a conduit à utiliser le logarithme de la longueur d'onde, puis nous avons remplacé, comme dans la plupart des formules antérieures, l'indice de réfraction par son carré.

Finalement nous avons constaté que :

*Aux erreurs d'expérience près, la courbe représentant les variations du carré de l'indice de réfraction en fonction du logarithme de la longueur d'onde présente un point de symétrie.*

Cette propriété a été vérifiée sur le sel gemme, la sylvine, la fluorine, la calcite (indices ordinaire et extraordinaire), le quartz naturel (indices ordinaire et extraordinaire), le quartz fondu et l'eau.

Il s'agit donc vraisemblablement d'une propriété générale.

Suivant la précision des mesures expérimentales, la vérification de cette propriété est elle-même plus ou moins précise. Elle est de une unité de la cinquième décimale pour le quartz, de quelques unités de la cinquième décimale pour la calcite, de une ou plusieurs unités de la quatrième décimale pour les autres corps.

Cette propriété nous a conduit à proposer une nouvelle formule pour représenter la dispersion des corps

$$n^2 = n_0^2 + p(x - x_0)\frac{1 + a(x - x_0)^2}{1 - b(x - x_0)^2},$$

$n$ étant l'indice de réfraction, $x$ le logarithme de la longueur d'onde, $n_0$ et $x_0$ les coordonnées du point de symétrie, $p$ la pente de la tangente en ce point, enfin $a$ et $b$ des constantes déterminées par l'expérience.

Pour l'indice ordinaire du quartz on a, par exemple,

$$n_0^2 = 2,356602; \quad x_0 = 0,99738; \quad p = -0,1025;$$
$$a = 2,605; \quad b = 1,173.$$

Le tableau suivant donne de $0^{\mu},4$ à $3^{\mu}$ les valeurs expérimentales de $n$, les valeurs calculées par la formule précédente et les différences entre ces valeurs. Pour les longueurs d'onde plus petites, la formule proposée conduirait à des différences sensiblement plus grandes. De nouvelles recherches sont nécessaires pour savoir si ce fait tient à l'insuffisance de la formule théorique ou à l'imprécision de certaines mesures; les valeurs utilisées proviennent en effet d'auteurs différents.

| Longueur d'onde. | *n* observé. | *n* calculé. | Différence × 10⁶. |
|---|---|---|---|
| μ 0,434 047 | 1,553 963 | 1,553 947 | + 16 |
| 0,435 834 | 1,553 790 | 1,553 775 | + 15 |
| 0,467 815 | 1,551 027 | 1,551 028 | − 1 |
| 0,479 991 | 1,550 118 | 1,550 120 | − 2 |
| 0,486 133 | 1,549 683 | 1,549 690 | − 7 |
| 0,508 582 | 1,548 229 | 1,548 234 | − 5 |
| 0,518 362 | 1,547 651 | 1,547 667 | − 16 |
| 0,546 072 | 1,546 174 | 1,546 182 | − 8 |
| 0,579 066 | 1,544 667 | 1,544 663 | + 4 |
| 0,587 563 | 1,543 16 | 1,543 165 | + 5 |
| 0,589 29 | 1,544 246 | 1,544 241 | + 5 |
| 0,627 82 | 1,542 819 | 1,542 859 | − 40 |
| 0,643 847 | 1,542 288 | 1,542 282 | + 6 |
| 0,656 278 | 1,541 899 | 1,541 891 | + 8 |
| 0,667 815 | 1,541 553 | 1,541 534 | + 19 |
| 0,670 786 | 1,541 466 | 1,541 458 | + 8 |
| 0,706 520 | 1,540 488 | 1,540 482 | + 6 |
| 0,728 135 | 1,539 948 | 1,539 944 | + 4 |
| 0,766 494 | 1,539 071 | 1,539 063 | + 8 |
| 0,794 763 | 1,538 478 | 1,538 482 | − 4 |
| 0,844 67 | 1,537 525 | 1,537 530 | − 5 |
| 1,000 00 | 1,535 05 | 1,535 079 | − 29 |
| 1,014 06 | 1,534 83 | 1,534 827 | + 3 |
| 1,083 03 | 1,533 87 | 1,533 869 | + 1 |
| 1,200 00 | 1,532 32 | 1,532 323 | − 3 |
| 1,300 00 | 1,531 02 | 1,531 014 | + 6 |
| 1,400 00 | 1,529 72 | 1,529 717 | + 3 |
| 1,592 961 | 1,528 00 | 1,528 012 | − 12 |
| 1,600 00 | 1,527 03 | 1,527 035 | − 5 |
| 1,800 00 | 1,524 13 | 1,524 125 | + 5 |
| 2,058 20 | 1,519 98 | 1,519 977 | + 3 |
| 2,500 00 | 1,511 56 | 1,511 558 | + 2 |
| 3,000 00 | 1,499 62 | 1,499 619 | + 1 |

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transposition de l'acide bromo-5 salicylique et de ses éthers-oxydes par hydrolyse des sels de bromo-magnésium.* Note [1] de MM. **Marcel Paty** et **Raymond Quelet**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'un de nous a signalé précédemment [2] des anomalies curieuses rencontrées dans la carbonatation des mono-magnésiens dérivant du dibromo-2-4 anisol et du bromo-2 chloro-4 anisol. Ces magnésiens, dont la constitution correspond

[1] Séance du 23 août 1943.

[2] M. Paty, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 910; *Bull. Soc. Chim.*, **8**, 1942, p. 55.

aux formules (I) et (III), conduisent, après hydrolyse du complexe, aux acides (II) et (IV) :

(I) $C_6H_3(OCH_3)(MgBr)(Br)$ → (II) $C_6H_3(OCH_3)(Br)(COOH)$ ; (III) $C_6H_3(OCH_3)(MgBr)(Cl)$ → (IV) $C_6H_3(OCH_3)(Cl)(COOH)$.

Il se produit donc, au cours du traitement, une permutation entre l'halogène situé en para et le groupement carboxylé qui devrait être en ortho.

Deux points importants restaient à élucider : il fallait, en premier lieu, déterminer à quel moment du traitement s'effectuait la transposition, et, en second lieu, rechercher la nature de l'agent responsable de ce phénomène.

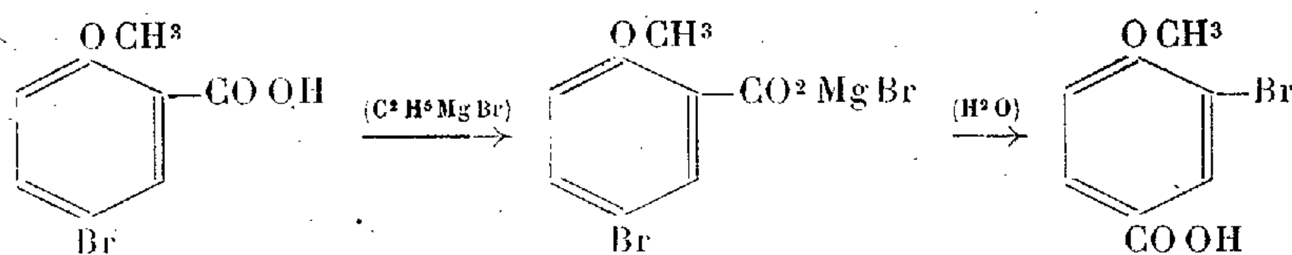
En ce qui concerne le premier point, on peut envisager, par exemple dans le cas du magnésien du dibromo-anisol, les deux processus suivants :

$$(1)\quad C^6H^3\begin{cases}OCH^3 & (1)\\ MgBr & (2)\\ Br & (4)\end{cases} \xrightarrow{(CO^2)} C^6H^3\begin{cases}OCH^3 & (1)\\ Br & (2)\\ CO^2MgBr & (4)\end{cases} \xrightarrow{(H^2O)} C^6H^3\begin{cases}OCH^3 & (1)\\ Br & (2)\\ COOH & (4)\end{cases}$$

$$(2)\quad \underset{(A)}{C^6H^3\begin{cases}OCH^3 & (1)\\ MgBr & (2)\\ Br & (4)\end{cases}} \xrightarrow{(CO^2)} \underset{(B)}{C^6H^3\begin{cases}OCH^3 & (1)\\ CO^2MgBr & (2)\\ Br & (4)\end{cases}} \xrightarrow{(H^2O)} \underset{(C)}{C^6H^3\begin{cases}OCH^3 & (1)\\ Br & (2)\\ COOH & (4)\end{cases}}$$

Les recherches nouvelles qui font l'objet de cette Note montrent que la transformation s'effectue suivant les équations (2), et prouve que le sel (B), produit normal de la carbonatation, s'isomérise au contact de l'eau.

*Action des magnésiens sur l'acide bromo-5 salicylique et sur son éther méthylique.* — Le sel (B) peut s'obtenir directement en traitant l'éther méthylique de l'acide bromo-5 salicylique par le bromure d'éthyle-magnésium ; en traitant ensuite par l'eau on aboutit à l'acide bromo-3 méthoxy-4 benzoïque :




Deux grammes d'acide bromo-5 méthoxy-2 benzoïque, F 119-120°, obtenus par oxydation permanganique du bromo-5 méthoxy-2 α-chloro-toluène, ont été traités à froid par la quantité équimoléculaire de bromure d'éthyl-magnésium préparé dans les conditions habituelles. On a hydrolysé ensuite par l'eau glacée acidulée à l'acide chlorhydrique. Après extraction et cristallisation on a obtenu, avec un rendement sensiblement quantitatif, l'acide bromo-3 méthoxy-4 benzoïque, F 223-224°.

L'acide bromo-5 hydroxy-2 benzoïque (bromo-5 salicylique), F 165-166°, traité dans les mêmes conditions par une quantité double de bromure d'éthyl-

magnésium, subit la même transposition, et donne l'acide bromo-3 hydroxy-4 benzoïque, F 157°.

Les expériences suivantes prouvent que la transposition s'effectue en présence de l'eau :

Après avoir préparé les sels de bromo-magnésium en traitant, comme il a été indiqué, les deux acides par le bromure d'éthyl-magnésium, nous avons provoqué leur décomposition en les mettant en présence d'une solution éthérée anhydre de gaz chlorhydrique. Nous avons alors récupéré intégralement les acides initiaux.

En possession de ces résultats, nous avons pensé que, partant des magnésiens des di-halogéno-2.4 anisols, il serait possible de préparer les acides normalement attendus, en décomposant les produits de la carbonatation par une solution de gaz chlorhydrique dans l'éther anhydre. En fait, les résultats que nous avons obtenus n'ont pas été aussi nets qu'on pouvait le supposer.

Dans le cas du bromo-2 chloro-4 anisol, nous avons obtenu surtout l'acide chloro-5 méthoxy-2 benzoïque, F 82-83° (sans transposition), à côté d'une faible quantité de l'acide isomère chloro-3 méthoxy-4 benzoïque, F 215°.

Par contre, dans le cas de la carbonatation du magnésien issu du dibromo-2.4 anisol, nous n'avons, dans tous les cas, obtenu que l'acide résultant de la transposition.

En résumé, nous pouvons affirmer que, lors de l'hydrolyse des sels bromo-magnésiens de l'acide bromo-5 salicylique ou de son éther méthylique, il se produit une permutation entre le groupement carboxylé et l'halogène; mais il n'est pas certain que l'action de l'eau soit seule responsable de ce phénomène.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Composés organométalliques du méthylbenzthiazol et du benzthiazol.* Note de MM. **Charles Courtot** et **Serge Tchelitcheff**, présentée par M. Marcel Delépine.

*Dérivé sodé du méthylbenzthiazol.* — M. Tchitchibabine a fait connaître, en 1936, les dérivés sodés de l'α-picoline et de la quinaldine [1]. Le mode de préparation employé par ce savant a été appliqué au méthylbenzthiazol.

On mélange 20$^g$ d'amidure de sodium finement pulvérisé à 75$^g$ de méthylbenzthiazol et l'on chauffe doucement, surtout au début. On agite vigoureusement, sous peine de voir la masse réactionnelle coller au ballon et, dans certaines conditions, il y a inflammation et décomposition explosive.

Dans la marche normale, le liquide devient jaune, puis brun et vire finalement au noir, en prenant une consistance visqueuse. Un dégagement régulier d'ammoniac se produit; sa vitesse sert de critérium pour régler le chauffage.

---

[1] *Bull. Soc. Chim.*, 3, 1936, p. 1607.

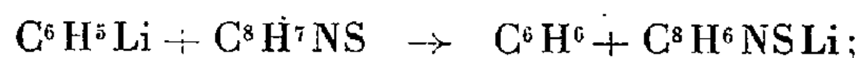
On a une réaction sensiblement totale qui peut s'écrire



$$C^8H^6NSH + NH^2Na = C^8H^6NSNa + NH^3,$$

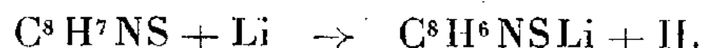
et c'est le dérivé ainsi préparé que l'on oppose aux différentes molécules. Nous avons fait réagir sur ce composé : 1° le chlorure de benzyle. Le détail des opérations sera décrit dans un autre Recueil. Nous isolons du β-phényléthyl-2 benzthiazol, fondant à 62° et bouillant à 224° sous 15$^{mm}$, corps préparé d'une autre façon par W. H. Mills et J. B. Whitworth ([2]). A côté, nous isolons du dibenzylbenzthiazoylméthane, aiguilles rougeâtres fondant à 108-109°; 2° le chlorure de butyle. Il conduit au pentyl-2 benzthiazol bouillant à 152-153° sous 15$^{mm}$ et au méthylbenzthiazol dibutylé, liquide incolore E 176° sous 15$^{mm}$; 3° le chlorure d'isobutyle. Il nous a donné un méthylbenzthiazol isobutylé, liquide incolore E 167° sous 15$^{mm}$; 4° le bromure d'amyle, qui permet d'isoler le méthylbenzthiazol isoamylé ou isohexyl-2 benzthiazol, liquide incolore E 172-175° sous 25$^{mm}$; 5° le bromure d'allyle, qui engendre : *a*, le benzthiazolyl-1 butène-3 liquide E 153° sous 15$^{mm}$; *b*, le benzthiazolyl-4 heptadiène-1.6, solide incolore F 126°, bouillant à 198° sous 15$^{mm}$; 6° le chlorure de *p*-nitrobenzyle, qui réagit d'une façon particulière et permet d'isoler le *p*-nitrophényl-2 benzthiazol et le *p*-aminophényl-2 benzthiazol, préparés par une autre voie par Bogert et Snell ([3]), et qui dérivent ici de l'orthoaminothiophénol ([4]).

*Dérivé lithié du méthylbenzthiazol.* — Le dérivé lithié du méthylbenzthiazol a également été obtenu et quelques-unes de ses propriétés examinées. On prépare ce nouvel organométallique : 1° par la méthode que Ziegler et Zeiser ([5]) ont utilisée pour la préparation du dérivé lithié de l'α-picoline, c'est-à-dire en faisant réagir le dérivé lithié du benzène sur le corps dont on veut obtenir l'organolithié. Il se produit la réaction de double décomposition



$$C^6H^5Li + C^8H^7NS \rightarrow C^6H^6 + C^8H^6NSLi;$$

2° par action directe du lithium métallique sur le méthylbenzthiazol chauffé à 200°,



$$C^8H^7NS + Li \rightarrow C^8H^6NSLi + H.$$

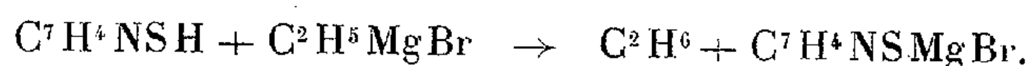
Par action du chlorure de butyle sur ce composé, on obtient du pentyl-2 benzthiazol identique à celui préparé au départ du dérivé sodé.

Nous avons encore fait réagir sur le dérivé lithié, le chlorure de cyclohexyle. La réaction est vive. Après hydrolyse et traitement par l'acide picrique, on forme un picrate F 118° qui, décomposé par la soude, permet d'isoler un liquide incolore E 189-190° sous 15$^{mm}$ qui est le benzthiazolylcyclohexyl-

([2]) *J. Chem. Soc.*, 1927, p. 2738.
([3]) *Amer. Chem. Soc.*, 46, 1924, p. 1310.
([4]) Voir *Thèse* de Tchelitcheff, Nancy, 1943.
([5]) *Liebig's Annalen*, 495, 1931, p. 84.

méthane. D'autre part nous avons examiné l'action du chlorure d'éthylène symétrique sur le méthylbenzthiazol lithié. Le dibenzthiazolyl-1.4 butane qui en résulte a été isolé sous forme de picrate F 92-93°, duquel on le régénère sous forme de poudre brune F 87°.

Mentionnons pour terminer cette Note, que le benzthiazol lui-même a été soumis à l'action du bromure d'éthylmagnésium. Il se produit un dégagement d'éthane, de sorte qu'il se forme l'organomagnésien du benzthiazol



$$C^7H^4NSH + C^2H^5MgBr \rightarrow C^2H^6 + C^7H^4NSMgBr.$$

Nous continuons l'étude des propriétés de ce nouvel organomagnésien.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Phénomènes d'orientation lors de la réduction d'une cyclanone ou de l'oxime d'une cyclanone.* Note de MM. **Pierre Anziani** et **Raymond Cornubert**, présentée par M. Marcel Delépine.

Depuis les expériences de Skita ([1]) et de Vavon ([2]), on considère que, lorsqu'une cyclanone peut engendrer deux cyclanols stéréoisomères géométriques, on obtient, au moins essentiellement, l'isomère *cis* en hydrogénant catalytiquement au platine en milieu acétique et éventuellement acétochlorhydrique, donc en milieu acide, et l'isomère *trans* en utilisant le sodium et l'alcool absolu ou le sodium et l'éther humide, donc en milieu alcalin.

En particulier le camphre conduit en milieu alcalin à des mélanges divers de bornéol et d'isobornéol dans lesquels le bornéol domine d'une façon plus ou moins nette ([3]), tandis qu'en milieu acide le platine fournit 90 % d'isobornéol et 10 % de bornéol ([4]). Mais Mme Maria Lipp ([5]) a montré que la réduction du camphre par le platine au sein du méthylcyclohexane ne donne que l'isobornéol et que l'épicamphre ne conduit ainsi qu'à l'épiisobornéol.

Ayant eu à étudier la réduction de l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone en les alcools correspondant aux formes *cis* et *trans* de cette cétone, nous avons repris l'ensemble du problème de la réduction d'une cyclanone substituée et sommes parvenus aux résultats consignés dans le tableau ci-après, dans lequel les nombres indiquent les points de fusion du phényluréthane de l'$\alpha\alpha'$-diméthyl-

---

([1]) *Ber. d. chem. Ges.*, 53, 1920, p. 1792.
([2]) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 39, 1926, p. 666; 4e série, 49, 1931, p. 937.
([3]) R. Cornubert, *Le camphre et ses dérivés*, 1933, p. 47.
([4]) Vavon et Peignier, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 39, 1926, p. 924.
([5]) *Ber. d. chem. Ges.*, 74, 1941, p. 6.

cyclohexanol formé [la cétone nécessaire a été préparée par la méthode de Ruzicka, Kohlhaas et Wind ([6])].

| | | |
|---|---|---|
| Réduction par le sodium et l'éther humide ([7]) | | 132° |
| » » l'alcool absolu | | 132° |
| » » » butylique | | 132° |
| Réduction par le platine en milieu : | | |
| acide. | Acide acétique | 158° |
| neutre | méthylcyclohexane | 158° |
| neutre | cyclohexane | 158° |
| neutre | dioxane | 158° |
| neutre | oxyde de butyle | 158° |
| neutre | alcool butylique | 158° |
| alcalin | alcool butylique en présence de butylate de sodium | 158° |

Il résulte de ce tableau que le platine en tous milieux conduit toujours au même alcool; en particulier, dans l'alcool butylique, en présence ou en l'absence de butylate de sodium, il y a génération de l'alcool de phényluréthane F 158°, tandis que l'alcool butylique et le sodium conduisent à l'isomère de phényluréthane F 132°.

Cependant Skita ([8]), réduisant l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone provenant du vic-*m*-xylénol, a obtenu le même alcool de phényluréthane F 158°, tant sous l'influence du sodium et de l'éther humide que du platine colloïdal en milieu acétochlorhydrique; comme il y avait discordance entre les résultats de Skita et les nôtres, nous avons réduit l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone issue du vic-*m*-xylénol par le sodium et l'éther humide et avons obtenu, à l'opposé de Skita, l'alcool de phényluréthane F 132°.

De plus, si la camphre-oxime par le sodium et l'alcool amylique fournit un mélange de bornyl- et de néobornylamines ([9]), l'hydrogène et le platine colloïdal ou l'oxyde de platine la transforment en néobornylamine pour plus de 90 % ([10]). Aussi avons-nous réduit dans le cyclohexane par le noir de platine, l'oxime F 79° de l'$\alpha\alpha'$-diméthylcyclohexanone, qui conduit à une amine (carbonate F 93°, dérivé benzoylé F 195°, dérivé acétylé F 199°) par le sodium et l'alcool absolu, et à une autre amine (carbonate F 96°, dérivé benzoylé F 128°, dérivé acétylé F 118°) par le noir de platine en milieu acétochlorhydrique. En opérant dans ce milieu neutre nous avons également isolé l'amine, de dérivé benzoylé F 127-128° et de dérivé acétylé F 118°.

---

([6]) *Helv. Chim. Acta,* **14**, 1931, p. 1163.

([7]) Dans ce cas nous avons également mis en évidence l'existence d'une très petite quantité d'un phényluréthane, F 103-105°.

([8]) *Ber. d. chem. Ges.*, 56, 1923, p. 2234.

([9]) R. Cornubert, *Le camphre et ses dérivés*, 1933, p. 98.

([10]) Alder et Stein, *Lieb. Ann.*, 525, 1936, p. 221; Hückel et Nerdel, *ibid,*, 528, 1937, p. 57.

En résumé le milieu acide n'est pas nécessaire pour observer le phénomène d'orientation qui lui a été attribué jusqu'ici; jusqu'à ce que nous puissions dégager des idées plus générales, nous conclurons provisoirement que c'est au platine même que cet effet doit être attribué.

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches cytologiques sur les tumeurs à* Phytomonas tumefaciens. Note de M. **Raymond Garrigues**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Depuis les premiers travaux de E. F. Smith, de nombreuses publications se sont donné pour but l'étude des tumeurs à *Phytomonas tumefaciens*. Parmi les plus récentes, faisant une place à la cytologie, nous retiendrons celles de Riker d'une part, de Winge et de Levine d'autre part.

Dans un travail publié en 1927, A. J. Riker ([1a]) inocule avec le *Phytomonas tumefaciens* des tiges de Tomate et étudie les modifications apportées aux cellules et aux noyaux. Il n'observe que des figures mitotiques normales et indique que la caryocinèse assure seule la prolifération. L'auteur ne fait aucune allusion à la présence de cellules multinucléées et de noyaux polyploïdes analogues à ceux que vont décrire les deux autres savants.

O. Winge ([2]) examine des tumeurs de la Betterave, et observe une teneur anormalement élevée de chromosomes. Les cellules sont tétraploïdes et même polyploïdes. Pour Winge la tétraploïdie correspond à l'état habituel du tissu *cancéreux*, et il n'admet la présence de cellules diploïdes qu'à la suite d'une réduction du nombre des chromosomes. Il explique ainsi la prolifération et la vitalité du cancer.

Les travaux de M. Levine ([3]) en 1925 portent sur les néoplasmes animaux et végétaux (crown-gall du Ricin, de la Betterave, du *Pelargonium*, du Tabac). Il observe dans ces derniers, comme Riker, une division normale de la cellule, mais admet l'existence de cellules binucléées par non-formation de la paroi cellulaire. En 1930 il reprend cette étude sur la Betterave et le Tabac ([4]), et indique cette fois la présence de cellules diploïdes, tétraploïdes et même octoploïdes. Il n'observe pas de figures pluripolaires et admet des fusions nucléaires pour expliquer la formation de noyaux géants. Enfin, dans un travail plus récent, Levine ([5]) confirme ses dernières observations.

Dans une récente Note ([6]) sur la dédifférenciation des tissus dans ces tumeurs, Buvat signale brièvement l'absence d'anomalies mitotiques.

Ces divers résultats sont d'une part assez contradictoires, et d'autre part les hypothèses fournies par les auteurs admettant la tétraploïdie sont peu précises et d'ailleurs non vérifiées. Aussi l'étude de la mitose dans le crown-

---

([1]) *a. Amer. J. of Botany*, **14**, 1927, p. 25; *b. J. of Agricult. Res.*, **26**, 1923, p. 425.
([2]) *Zeits. f. Zellforsch und mikro. Anat.*, **6**, 1928, p. 397.
([3]) *J. of Cancer Res.*, **9**, 1925, p. 11.
([4]) *Ibid.*, **14**, 1930, p. 400.
([5]) *Am. J. of Cancer*, 2e ser., **15**, 1931, p. 1410.
([6]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 127.

gall méritait-elle d'être reprise et étudiée. Nous avons choisi d'abord comme objet d'expérience l'*Helianthus annuus*. Par inoculation de jeunes entre-nœuds, suivant les techniques habituelles, des tumeurs se développent rapidement et sont fixées au Helly (réaction nucléale de Feulgen) ou au Navachine (coloration à l'hématoxyline).

Le noyau quiescent d'*Helianthus annuus* présente une structure typiquement réticulée portant de nombreux chromocentres. Les nucléoles, de 1 à 4, vivement colorés par le vert lumière, sont entourés d'une auréole périnucléolaire. La caryolymphe est de teinte rose pâle. La mitose présente les quatre phases classiques, avec séparation des chromatides à l'anaphase et formation de deux noyaux-fils. Nous n'avons observé aucune perturbation ni dans le mécanisme de la cinèse ni dans la structure des chromosomes. Aux noyaux diploïdes succèdent des noyaux identiques; les plus volumineux d'entre eux ont des dimensions tout à fait comparables à celles d'autres noyaux trouvés dans les tissus normaux, et correspondent à des cellules complètement différenciées.

Nous avons ensuite étudié des tumeurs de *Pelargonium zonale*, âgées d'environ un mois. Les dimensions des chromosomes et leur nombre sont tels qu'il est parfois difficile de les dénombrer; à ces difficultés s'ajoutent, comme pour l'*Helianthus*, celles dues à l'impossibilité d'orienter les coupes; les caryocinèses se déroulent dans des plans divers et leurs sections donnent des images parfois confuses qu'un examen sommaire pourrait faire admettre comme atypiques. Toutefois la grandeur des figures mitotiques est un bon indice de leur valeur diploïde ou polyploïde, et nous permettra de suivre, s'il y a lieu, toute déviation du mécanisme caryocinétique.

Le noyau quescient de *Pelargonium zonale* est généralement sphérique ou fusiforme, parfois lobé. Quoique réticulé, il est peu coloré, son réseau de chromatine restant discret. Sur ce réticulum se détachent les chromocentres nombreux et généralement punctiformes. Le nucléole, entouré d'une auréole périnucléolaire étroite, se colore fortement au vert lumière et présente des cavernes. La caryolymphe est de teinte rose pâle. La division nucléaire se déroule d'une manière normale. Aucune perturbation n'est apportée au fonctionnement du fuseau ou à la séparation des chromosomes à l'anaphase. La prophase est également régulière et, à la métaphase, les chromosomes se rangent étroitement en une plaque équatoriale. Au stade final se reconstituent deux noyaux-fils normaux.

Nos observations portant sur deux espèces bien connues comme répondant favorablement au *Phytomonas tumefaciens*, confirment, pour ces deux cas, les vues de Riker et de Buvat. La mitose est normale et rien ne révèle dans les coupes la présence de noyaux polyploïdes, ni les dimensions nucléaires ni les mécanismes caryocinétiques. Par contre les tumeurs cancéreuses humaines et animales montrent un grand nombre de figures atypiques, polyploïdes et

multipolaires. Ces images anormales témoignent d'une perturbation marquée apportée au déroulement de la mitose; perturbation tout à fait comparable, comme nous l'avons montré pour du cancer humain (7), à celle que provoquent, dans les cellules en voie d'active prolifération, les substances mitoclasiques du type colchicine (8).

Les tumeurs cancéreuses se propagent par métastases, à l'opposé de ce que nous montre le crown-gall où, d'après Riker (16), les vraies métastases sont absentes et les sujets cachexiques rares : nos *Pelargoniums* sont encore en bon état après plusieurs séries d'inoculations et fleurissent même avec des tumeurs.

Les faits ci-dessus exposés contribuent, dans leur ensemble, plutôt à éloigner qu'à rapprocher, comme on l'a fait quelquefois, ces deux types de tumeurs.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Les glandes mandibulaires jouent-elles un rôle dans la métamorphose chez* Bombyx Mori ? Note (1) de M. **Jean-Jacques Bounhiol**, présentée par M. Maurice Caullery.

En discutant les résultats d'une importante expérimentation de chenilles ligaturées (2), nous avions fait remarquer qu'on pouvait obtenir la nymphose en arrière d'une ligature céphalo-thoracique placée le 8e-9e jour (ou plus tard) après la dernière mue larvaire, tandis qu'il fallait attendre le 13e et l'élimination du dernier excrément pour obtenir le même résultat en arrière d'une ligature posée entre le pro- et le mésothorax; et nous envisagions (p. 59), pour le facteur de métamorphose, une origine prothoracique plutôt que céphalique (opinion classique).

La présente expérimentation a été réalisée pour essayer de vérifier cette hypothèse.

Parmi les organes que l'étude anatomique fine nous a permis d'observer dans le segment prothoracique, notre attention à été attirée sur les glandes salivaires, mandibulaires. En effet, l'extrémité distale, en cul-de-sac, de ces tubes glandulaires ne paraît pas, vers l'arrière, pénétrer dans le mésothorax. De plus, leur portion intracéphalique est fréquemment au contact, ou au voisinage, des *corpora allata*, ainsi qu'il a été noté dans nos travaux antérieurs. Enfin, l'activité de ces glandes semble liée à l'alimentation et pourrait être en relation avec la cessation de celle-ci et les phénomènes prémonitoires (montée, dernière défécation) de la nymphose.

Nous avons donc tenté l'ablation chirurgicale de ces glandes.

---

(7) R. Garrigues, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 822.

(8) G. Mangenot, *Rev. de Cyto. et Cytophysiol. végét.*, 5, 1941, p. 169.

(1) Séance du 13 août 1943.

(2) *Bull. Biol. Fr. Belg.*, Supplément 24, 1938.

*Matériel et méthode.* — Tenant compte des résultats des expériences de ligature, nos opérations ont porté sur des vers à soie dont l'âge variait de 10 jours à 14 jours après la dernière mue (T 20-25°), c'est-à-dire, de la fin de la période d'alimentation à deux jours après la dernière défécation (*vidage*), époque à laquelle le cocon, bien qu'inachevé, est opaque.

L'opération est rendue délicate, non pas tellement par la petitesse de la glande que par sa coloration et sa réfringence très voisines de celles du sang et par le choix de la voie d'accès. La glande, en effet, s'étend beaucoup d'avant en arrière. Nou s avons cherché spécialement à bien extirper son cul-de-sac postérieur, lequel est souvent emballé dans un grumeau de tissu adipeux. Chaque pièce opératoire était vérifiée au microscope pendant l'opération.

*Résultats.* — Une quarantaine d'expériences ont été réalisées; 31 seulement ont été retenues comme satisfaisantes (survie suffisante, culs-de-sac visibles dans les pièces opératoires).

Sur ces 31 opérées, 15 ont donné des chrysalides à peu près normales; plus de la moitié avaient des cicatrices assez peu gênantes pour pouvoir se dépouiller seules; 6 ont fourni des imagos; l'existence concomitante d'un mâle et de femelles a permis d'obtenir des pontes fécondées.

La répartition des individus métamorphosés, chrysalides et papillons, suivant leur âge lors de l'opération, n'est pas celle qu'on pouvait attendre : 8 des nymphes (et 5 des imagos) ont été obtenus à partir de vers opérés avant la dernière défécation et, principalement, à partir de vers ayant cessé de manger depuis quelques heures seulement.

Ainsi, dans les conditions d'âge où nous avons opéré, la glande mandibulaire ne paraît pas indispensable pour que la métamorphose puisse se produire, ou bien son action est très précoce. Dès que possible, nous perfectionnerons la technique et étendrons l'opération à des chenilles plus jeunes.

Ces expériences étaient terminées quand nous avons pris connaissance d'une Note de S. Fukuda (*Proceed. Imper. Acad. Tokyo*, 1940), exposant des expériences de greffe d'une *glande thoracique* pour la définition de laquelle il renvoie à un travail japonais que nous n'avons pu encore nous procurer. La situation de cette glande, à en juger par les quelques mots dits à son sujet, serait analogue à celle de la glande extraite par nous. La greffe aurait permis la nymphose de parties postérieures de vers ligaturés, à l'époque de la *montée*, entre pro- et mésothorax. (Nous avons, de notre côté, pratiqué des greffes de glande mandibulaire.) Toutefois, ignorant s'il y a identité entre les organes greffés par Fukuda et nous-même, nous rapportons à plus tard toute comparaison et discussion.

CHIMIE NUCLÉAIRE. — *A propos de réactions d'échange entre les phases solides et les phases liquides*. Note (¹) de M. **Raymond Daudel**.

Nous avons montré (²) comment, théoriquement, certains microdosages pourraient être effectués grâce à l'utilisation des radioéléments. Dans le but de mettre en pratique ces idées théoriques, nous avons demandé à notre collaboratrice, Mlle Pascaline Salzedo, d'étudier de façon détaillée les phénomènes d'échange entre les phases solides et les phases liquides.

Les principaux résultats que ce chercheur a obtenus sont les suivants :

En général, entre un sel solide insoluble précipité et une solution d'un sel soluble du même anion, ou du même cation, on observe un échange très rapide au début, mais qui n'évolue que très lentement dans la suite (³). C'est le cas dans les exemples suivants : ClAg-ClK; BrAg-$Br^2$; $Br^2$Pb-$Br^2$; $Br^2$Pb-BrK; $SO^4$Mn-SMn; $As^2O^4Na^2$-$S^2As^3$ en milieu chlorhydrique. Ce qui montre le rôle essentiel joué par la zone de contact entre les phases : zone dans laquelle l'échange est particulièrement actif et rapide. Celui-ci s'achève très vite dans cette région et ne se poursuit plus ensuite que très lentement par diffusion à l'intérieur des grains du précipité.

En conséquence, la courbe représentant la variation du rapport d'échange en fonction du temps présente un palier presque horizontal.

La valeur du rapport d'échange sur ce palier semble dépendre :

*a*. Considérablement des concentrations mises en jeu, lorsque les ions de la solution sont susceptibles de former avec le solide des ions complexes (exemple ClAg-ClK; BrAg-BrK).

*b*. Faiblement des concentrations mises en jeu dans le cas contraire (exemple $SO^4$Mn-SMn).

On peut interpréter ces derniers faits en imaginant que, dans le cas de la formation des ions complexes, l'échange s'effectue d'abord selon le processus suivant : les ions de la solution viennent arracher des ions au solide pour constituer des ions complexes qui se dissolvent, tandis que les ions de la solution se fixent sur le solide pour compenser les pertes subies par celui-ci. Dans ce cas, ce sont donc les ions de la solution qui commandent le phénomène. Dans l'autre cas, au contraire, ce sont, selon Nernst, les ions du solide qui, d'eux-mêmes, s'évaporent dans la solution et sont remplacés par des ions de celle-ci.

Mlle Salzedo a, de plus, observé que, dans le cas $As^2O^4Na^2$—$As^2O^5Ag^4$,

---

(¹) Séance du 9 août 1943.

(²) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 666.

(³) Ce résultat avait été observé par Polositski dans le cas BrK-BrAg (*C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, **24**, 1939, p. 668).

l'échange ne s'effectue que faiblement (après 2 heures de contact, il n'est que de 9 %). Il y a peut-être lieu de penser que ce fait est lié à la différence de formule qui existe entre les anions du solide ($As^2O_5^{-4}$) et ceux de la solution ($As^2O_4^{-2}$).

La séance est levée à $15^h45^m$. A. Lx.

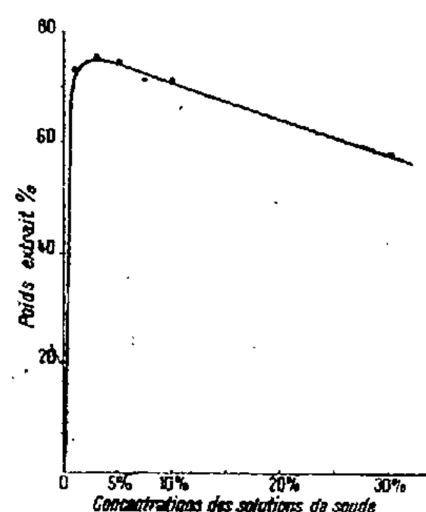
---

## *ERRATA.*

(Séance du 12 juillet 1943.)

Note de M^me *Andrée Boutserin*, Étude de la peptisation des substances humiques au moyen des solutions alcalines :

La courbe ci-dessous, omise à la mise en pages, devait être insérée, page 48, au paragraphe C. *Conclusions.*




---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'août 1943.

*Les péridotites de la Nouvelle-Calédonie; leurs serpentines et leurs gîtes de nickel et de cobalt; les gabbros qui les accompagnent*, par M. Alfred Lacroix. Extrait des *Mémoires de l'Académie des Sciences de l'Institut de France*, Tome 66, 1942. Paris, Gauthier-Villars, 1943; 1 vol. 28^cm.

Actualités scientifiques et industrielles. 948. Physique et chimie nucléaire. Exposés publiés sous la direction de F. Joliot. III. *La chimie théorique et ses rapports avec la théorie corpusculaire moderne*, par R. Potier et R. Daudel. Paris, Hermann et C^ie, 1943; 1 vol. 25^cm.

*Les sommes de P^ièmes puissances distinctes égales à une P^ième puissance et égales entre elles*, par Édouard Barbette. Paris, Gauthier-Villars, 1942; 1 vol. 29^cm.

*Contribution à l'étude des excentricités des orbites cométaires*, par M. Gaston Fayet. S. L. N. D; 1 vol. 28^cm.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 6 SEPTEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## PLIS CACHETÉS.

MM. **Louis** et **Georges Bory** demandent l'ouverture d'un pli cacheté reçu dans la séance du 10 avril 1922 et enregistré sous le n° 8990.

Ce pli, ouvert en séance par M. le Président, contient deux Notes, intitulées *De la possibilité de réaliser par des méthodes industrielles une thérapeutique par les gaz : l'aéro-gazo-thérapie*, par G. Bory, et *Sur l'emploi des gaz, poussières et vapeurs en thérapeutique, l'atmothérapie*, par le docteur L. Bory.

(Renvoi à la Section de Médecine et Chirurgie.)

## CORRESPONDANCE.

M. **Ernest Vessiot** prie l'Académie de vouloir bien le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Mécanique, par l'élection de M. *Louis de Broglie* à la place de Secrétaire perpétuel pour les Sciences mathématiques.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur les nombres premiers représentables par des polynomes du second degré.* Note de M. **Guy Wormser**, transmise par M. Élie Cartan.

Soient $p$ un nombre entier positif; $n$ un des nombres 1, 2, 3; $f_{n,p}(x) = nx(x+1)+p$; $z_{n,p}$ le zéro positif du polynome

$$4x^2 - f_{n,p}(x) = (4-n)x^2 - nx - p,$$

$Z_{n,p}$ le zéro positif du polynome $f_{n,p}(x) - p^2 = nx(x+1) - p(p-1)$ (en particulier $Z_{1,p} = p-1$; pour $p \to \infty$ $Z_{n,p} : p \to 1 : \sqrt{n}$); $M_{n,p} = \mathrm{Min}\,(2Z_{n,p}, p)$ (on vérifie que si $p > 14\,M_{n,p} = p$). Alors on a le

Théorème 1. — $\alpha$. *Si pour tout nombre entier $x$ tel que $0 \leqq x \leqq z_{n,p}$ $f_{n,p}(x)$ est un nombre premier, il l'est aussi pour tout nombre entier $x$ tel que $0 \leqq x < Z_{n,p}$.*

$\beta$. *Si $l$ est un entier $< 2Z_{n,p}$, la congruence $f_{n,p}(x) \equiv 0 \pmod{l}$ a au plus une solution* (mod $l$), *et, en particulier, si $l < M_{n,p}$, pour tout entier $x$, $f_{n,p}(x)$ est premier avec $l$.*

*Démonstration.* — Soit $q$ le plus petit entier non négatif tel que $f_{n,p}(q)$ ne soit pas premier, ou, si un tel nombre n'existe pas, un entier arbitraire qui soit $> Z_{n,p}$. Alors, puisque $f_{n,p}(x) = f_{n,p}(-x-1)$, pour chacun des $2q$ entiers consécutifs de l'intervalle fermé $E_q = [-q, q-1]$, $f_{n,p}(x)$ est premier. De plus $f_{n,p}(x) = nx(x+1) + p \geqq p$. Donc, si $l$ est un nombre entier $\leqq 2q$, on voit, puisque tout nombre entier est congru (mod $l$) à un des nombres entiers de l'intervalle $E_q$, que $l$ ne peut avoir un diviseur commun avec un nombre de la forme $f_{n,p}(x)$ (où $x$ est entier) que si cela arrive par un $x \in E_q$, ce qui, étant donné qu'un tel $f_{n,p}(x)$ est premier, exige $l \geqq f_{n,p}(x) \geqq p$. Ainsi la congruence $f_{n,p}(x) \equiv 0 \pmod{l}$ a, au plus, une solution (mod $l$) et si, en plus $l < \mathrm{Min}(2q, p)$, $l$ est premier à tout $f_{n,p}(x)$.

Supposons que la partie $\alpha$ du théorème soit en défaut. Alors $z_{n,p} < q < Z_{n,p}$. Mais alors $4q^2 - f_{n,p}(q) > 0$ et $f_{n,p}(q) - p^2 < 0$, c'est-à-dire $|\sqrt{f_{n,p}(q)}| < 2q$ et $< p$, autrement dit $< \mathrm{Min}(2q, p)$. Donc aucun $l < |\sqrt{f_{n,p}(q)}| < \mathrm{Min}(2q, p)$ ne peut diviser $f_{n,p}(q)$, ce qui n'est possible que si $f_{n,p}(q)$ est premier, contrairement à l'hypothèse. Ainsi $\alpha$ est prouvé. Mais alors $q > z_{n,p}$ implique $q \geqq Z_{n,p}$ et $\mathrm{Min}(2q, p) \geqq \mathrm{Min}(2Z_{n,p}, p)$. D'où résulte la partie $\beta$ du théorème.

Soient $n$, $p$ deux entiers satisfaisant aux conditions du théorème 1. Soit $\mathcal{E}_{n,p}$ l'ellipse dont l'équation en coordonnées cartésiennes est $n(x^2 + xy) + py^2 = M^2_{n,p}$. Alors on a le

Théorème 2. — *Si $x$ et $y$ sont deux entiers tels que $y$ soit premier avec $nx$ et que le point $(x, y)$ se trouve à l'intérieur de l'ellipse $\mathcal{E}_{n,p}$, $f_{n,p}(x, y) = n(x^2 + xy) + py^2$ est un nombre premier.*

*Démonstration.* — Si le théorème est faux, $f_{n,p}(x, y)$ possède un facteur premier $l$ tel que $l \leqq \sqrt{f_{n,p}(x, y)} < M_{n,p}$ (car $x, y$ est à l'intérieur de $\mathcal{E}_{n,p}$). Si $y \not\equiv 0 \pmod{l}$, il existe un entier $\xi$ tel que $x \equiv \xi y \pmod{l}$ et $y^2 f_{n,p}(\xi) = f_{n,p}(\xi y, y) \equiv f_{n,p}(x, y) \equiv 0 \pmod{l}$, d'où $f_{n,p}(\xi) \equiv 0 \pmod{l}$ contrairement à la partie $\beta$ du théorème 1. Si $y \equiv 0 \pmod{l}$, comme $nx$ est premier avec $y$, on a $f_{n,p}(x, y) \equiv nx^2 \not\equiv 0 \pmod{l}$, contrairement à l'hypothèse. Ainsi le théorème est démontré.

*Exemples d'entiers $n$ et $p$ satisfaisant à l'hypothèse du théorème 1.* — Pour $n = 1$, $p = 3, 5, 11, 17, 41$. Pour $n = 2$, $p = 7, 19$. Pour $n = 3$, $p = 11, 23$.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Azéotropes négatifs et autres.*
Note [1] de M. Maurice Lecat.

I. On sait que l'azéotropie dite négative est bien moins fréquente que l'azéotropie de l'autre signe. Aussi nous a-t-il paru intéressant d'en consigner

---

[1] Séance du 9 août 1943.

ici des cas inédits ([2]). Les données sont orthobares. Par $\delta$ (colonne 6), on désigne l'*écart* qui donne son signe à l'azéotropie et, suivant l'habitude, est pris conventionnellement négatif pour l'élévation du point d'ébullition. La dernière colonne consigne en % la concentration du constituant A (colonne 1).

| A. | B. | Éb A. | Éb B. | Éb az. | δ. | Conc. A. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Acide formique | Dioxane............... | 100,75 | 101,35 | 113,35 | −13,0 | 43 | [1] |
| » acétique | » ............... | 118,1 | 101,35 | 119,5 | − 1,4 | 77 | [2] |
| » propionique | Acét. de méthylglycol.. | 141,3 | 144,6 | 146,85 | − 2,25 | 36 | [3] |
| » butyrique | » d'éthylglycol..... | 164,0 | 156,8 | 164,3 | − 0,3 | 82 | [4] |
| » chloracétique | Oxalate d'éthyle...... | 189,35 | 185,65 | 190,25 | − 0,9 | 70 | [5] |
| Méthylglycol | Chloréthanol......... | 124,5 | 128,6 | 130,0 | − 1,4 | 31 | [6] |
| Éthylglycol | » ......... | 135,3 | 128,6 | 135,65 | − 0,35 | 85 | [7] |
| Propylglycol | Phénol............... | 151,35 | 182,2 | 182,65 | − 0,45 | 14 | [8] |
| Butylglycol | » ............... | 171,25 | 182,2 | 186,35 | − 4,15 | 37 | [9] |
| » | Crésol ortho.......... | 171,25 | 191,1 | 191,55 | − 0,45 | 15 | [10] |
| Acét. de méthylglycol | Phénol............... | 144,6 | 182,2 | 183,6 | − 1,4 | 18 | [11] |
| » d'éthylglycol | » ............... | 156,8 | 182,2 | 184,95 | − 2,75 | 28 | [12] |
| » » | Crésol ortho.......... | 156,8 | 191,1 | 191,5 | − 0,4 | 9 | [13] |
| » » | Tétrachloréthane *s*.... | 156,8 | 146,2 | 158,2 | − 1,4 | 74 | [14] |
| Orthoform. d'éthyle | » .... | 145,75 | 146,2 | 151,5 | − 5,3 | 39 | [15] |
| Xylénol asym. *o* | Quinoléine........... | 226,8 | 237,3 | 241,95 | − 4,65 | 35 | [16] |
| » » | Méthylacétophénone *p*. | 226,8 | 226,35 | 231,35 | − 4,55 | 51 | [17] |
| » » | Camphre............. | 226,8 | 209,1 | 227,55 | − 0,75 | 73 | [18] |
| Thymol | » ............... | 232,9 | 209,1 | 233,3 | − 0,4 | 84 | [19] |
| Éthylal | Trichloréthylène...... | 87,9 | 86,9 | 89,2 | − 1,3 | 46,5 | [20] |
| » | Dichlorobromométhane | 87,9 | 90,1 | 94,05 | − 3,95 | 26 | [21] |
| Pyridine | Butanol............... | 115,4 | 117,8 | 118,7 | − 0,9 | 29 | [22] |
| Crésol ortho | Benzylamine.......... | 191,1 | 185,0 | 201,45 | −10,35 | 67 | [23] |
| Aniline | » .......... | 184,35 | 185,0 | 185,55 | − 0,55 | 44 | [24] |

Remarquons les grands écarts $\delta$ des azéotropes benzylamine-crésol-*o* [23] (10°,35) et dioxane-acide formique [1] (13°,0). Cette forte élévation s'accorde avec un échauffement considérable à la mixtion (— 8°,5). Les systèmes [3] et [22] présentent l'anomalie que la mixtion, au lieu d'échauffer, refroidit, savoir : de 1°,1 et de 0°,65 pour les proportions azéotropiques respectives.

II. L'azéotrope négatif [24] est remarquable en ce que ses constituants ont la même fonction chimique (amine). On ne connaissait encore qu'un seul cas analogue : celui du système dichlorobromométhane-bromure d'isobutyle.

En général, la communauté de fonction des constituants entraîne la positivité de l'azéotropie ([3]); en voici deux nouveaux exemples :

([2]) Cf. V. Grignard, *Traité de Chimie Organique*, t. 1, Paris, 1935, notre article sur la Distillation (désigné ci-après par G.), pp. 177-178, 198-202; *Acad. R. Belg., Bull. Cl. Sc.*, 5e série, 30, mars 1943, pp. 273-289 (travail désigné par *Belg.*), particulièrement pp. 277, 285-287.

([3]) Cf. *Comptes rendus*, 183, 1926, p. 882, systèmes [7]-[20] et nos travaux ultérieurs, dont l'essentiel est résumé dans G., pp. 166-168. Voir aussi *Belg.*, pp. 280, 287, 288.

| A. | B. | Éb A. | Éb B. | Éb az. | δ. | Conc. A. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Butyrate d'isoamyle | Oxalate d'éthyle...... | 181,05 | 185,65 | 179,45 | 1,6 | 67,5 | [25] |
| Bromure » | Perchloréthylène...... | 120,65 | 121,0 | 119,25 | 1,4 | 52 | [26] |

Pour [25], la mixtion refroidit de 1°,5; pour [26], de 0°,6.

III. Voici maintenant quatre nouveaux hétéroazéotropes (⁴):

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Acide formique | Chlorobenzène........ | 100,75 | 131,75 | 93,7 | 7,05 | 59 | [27] |
| » » | Bromoforme.......... | 100,75 | 149,5 | 97,4 | 3,35 | 48 | [28] |
| » » | Bromobenzène........ | 100,75 | 156,1 | 98,1 | 2,65 | 68 | [29] |
| Éthanediol | Diphényle............ | 197,4 | 256,1 | 192,25 | 5,15 | 66,5 | [30] |

IV. Consignons enfin quelques nouveaux homoazéotropes positifs à fort écart (⁵):

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Carbonate d'isoamyle | Éthanediol........... | 232,2 | 197,4 | 188,45 | 8,95 | 54 | [31] |
| Acide acétique | Bromure d'isoamyle.. | 118,1 | 120,65 | 108,65 | 9,45 | 38 | [32] |
| Perchloréthylène | Chloréthanol......... | 121,0 | 128,6 | 110,0 | 11,0 | 75,7 | [33] |
| Camphre | Éthanediol........... | 209,1 | 197,4 | 186,15 | 11,25 | 60 | [34] |
| Perchloréthylène | Méthylglycol......... | 121,0 | 124,5 | 109,7 | 11,3 | 75,5 | [35] |

Les azéotropes [31] et [34] fournissent un moyen facile de purifier le carbonate d'isoamyle et le camphre, qui se séparent aisément du glycol par l'eau.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le mécanisme de l'oxydation du méthane.* Note (¹) de M. **Étienne Audibert**, présentée par M. Georges Charpy.

Dans une Note (²) consacrée à la réaction dite d'*induction*, nous avons décrit les transformations dont un mélange de méthane et d'oxygène est le siège quand on le chauffe dans un espace annulaire dont les parois, écartées l'une de l'autre de 2ᵐᵐ, sont recouvertes d'une couche de chlorure de sodium. Les produits de l'oxydation du méthane demeurent très exactement les mêmes quand le tube dans lequel le mélange gazeux est chauffé, ou bien n'a pas sa paroi recouverte d'un revêtement salin, ou bien a un diamètre de plus de 10ᵐᵐ; mais les choses se passent alors de manière toute différente au point de vue cinétique.

1. Exposé des faits expérimentaux. — *a. Tubes sans revêtement salin.* — Dans un récipient en quartz ou en pyrex dont les parois ne sont recouvertes d'aucun revêtement salin, la composition du mélange gazeux initial, la valeur de la température à laquelle il est chauffé et la durée du chauffage auquel il est soumis ne suffisent pas à déterminer la composition des produits de l'oxydation

(⁴) On trouvera ailleurs l'indication du rapport des volumes des deux phases liquides. Cf. *Belg.*, pp. 278, 281, 287.

(⁵) Cf. G., pp. 164-165. Parmi les 218 nouveaux azéotropes consignés dans *Belg.*, signalons, comme ayant de très forts δ, ceux de numéros 31-33, 49, 53, 54, 92, 108.

(¹) Séance du 3 mai 1943.

(²) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 449.

du méthane, et celle-ci varie malgré que les différents facteurs contrôlés par l'expérimentateur conservent des valeurs invariables; il en est ainsi quelque faible que soit l'écartement des parois du récipient. Cette irrégularité ne permet pas de déterminer l'ordre de la réaction ni sa chaleur d'activation; elle n'empêche par contre pas de constater que, toutes autres choses égales, l'oxydation que le méthane éprouve dans un même tube de quartz ou de pyrex est toujours notablement plus rapide quand la paroi est nue que lorsqu'elle est recouverte par une mince couche d'un chlorure alcalin.

*b. Tubes salés de grand diamètre.* — L'accroissement du diamètre du tube au delà de $10^{mm}$ sans suppression du revêtement salin qui recouvre sa paroi a, de son côté, des effets analogues à ceux qu'entraîne la simple suppression du revêtement salin et que nous venons de décrire. Dans un tube de $15^{mm}$ de diamètre, à paroi recouverte de chlorure de sodium, la vitesse d'oxydation du méthane est, toutes autres choses égales, considérablement plus grande que dans un tube de moins de $10^{mm}$ de diamètre; c'est ainsi, par exemple, qu'à 650° il peut arriver que la totalité du méthane du mélange $CH^4 + 4O^2$ soit consommée en moins de 50 secondes, avec formation d'environ deux fois plus d'anhydride carbonique que d'oxyde de carbone, alors que, dans un espace annulaire de $2^{mm}$ d'épaisseur, le cinquième seulement du méthane du même mélange est consommé après 50 secondes de chauffage et l'est avec formation très nettement prépondérante d'oxyde de carbone. En outre les régimes qui s'établissent dans un tube salé dont le diamètre excède $10^{mm}$ ne sont pas stables et accusent des variations sans cause apparente; les irrégularités qu'ils présentent sont toutefois moins considérables que celles auxquelles donne lieu la suppression du revêtement salin, et peuvent ne pas enlever toute signification aux mesures qui ont pour objet de déterminer, soit l'ordre de la réaction qui se développe alors, soit sa chaleur d'activation. Nous avons procédé à des mesures de ce genre dans un tube salé de $15^{mm}$ de diamètre; les résultats qu'elles nous ont donnés sont les suivants :

1° Pour la chaleur d'activation, nous avons trouvé 60 000 cal. entre 450 et 600°, 75 000 cal. et davantage aux environs de 650°.

2° Quant à l'ordre de la réaction, nous l'avons trouvé égal à 1 par rapport au méthane et à 3/2 par rapport à l'oxygène, les résultats d'où nous avons tiré ces valeurs étant ceux que rassemble le tableau ci-après.

*Résultats concernant la température de 600° et une durée de chauffage de 50 secondes.*

| | Composition initiale du mélange gazeux $CH^4 + nO^2$ | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $n =$ 0,25. | 0,50. | 1. | 1. | 2. | 4. |
| Fraction transformée du méthane..... | 0,113 | 0,210 | 0,290 | 0,300 | 0,296 | 0,236 |

2. Interprétation des résultats. — L'interprétation que ces résultats comportent est la suivante :

Les transformations, dont un mélange de méthane et d'oxygène est le siège

dans un tube en quartz salé de plus de $10^{mm}$ de diamètre ou dans un tube de quartz non salé de diamètre quelconque, donnent naissance aux mêmes produits que la réaction d'induction, représentée par l'équation



$$(1) \qquad CH^4 + O^2 = HCHO + H^2O,$$

et les réactions subséquentes d'oxydation, soit du formol, soit des produits de la dissociation du formol. Elles consomment toutefois une quantité de méthane toujours supérieure à celle qui peut, dans le même temps, s'engager dans la réaction d'induction. Elles comportent par conséquent, parallèlement à celui de la réaction d'induction, le développement d'une autre réaction qui, *tout en étant, elle aussi, représentée par l'équation* (1), n'a pas le même mécanisme.

Cette nouvelle réaction ne peut pas être hétérogène, puisque la seule réaction hétérogène possible est la réaction d'induction; elle ne peut par ailleurs pas résulter de collisions entre les molécules de méthane et d'oxygène, puisque, des expériences décrites dans une de nos Notes antérieures, il résulte que la réaction hétérogène d'induction est la seule à laquelle ces collisions puissent donner lieu. C'est par conséquent une réaction en chaînes.

3. Conclusion. — Les expériences décrites dans la présente Note et dans celles qui l'ont précédée établissent :

1° qu'au contact de certains solides le méthane et l'oxygène s'engagent dans une réaction productrice de formol et de vapeur d'eau;

2° que le développement de cette réaction a pour effet d'amorcer, dans la phase homogène, le développement d'une réaction en chaînes, laquelle est également productrice de formol et de vapeur d'eau.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la déshalogénation malonique de dérivés α-dibromés du méthylcyclohexane.* Note de MM. **Max Mousseron**, **Robert Granger** et **François Winternitz**, présentée par M. Marcel Delépine.

En soumettant le dibromo-1.2 cyclohexane à l'action du malonate d'éthyle sodé, Eijkmann (1) a constaté que les deux atomes d'halogène se comportaient de manière différente, l'un s'unissant au sodium, tandis que la chaîne malonique se fixe sur le cycle, l'autre s'éliminant avec l'hydrogène du carbone voisin pour faire apparaître une double liaison. Selon Eijkmann, l'acide (F 165°) correspondant à l'ester qui résulte de cette réaction diffère de l'acide (cyclohexène-1)yl malonique (F 150°) et doit être l'acide (cyclohexène-2)yl malonique; c'est ce que nous avons prouvé en réalisant la synthèse de ce dernier par action du malonate d'éthyle sodé sur le chloro-3 cyclohexane, de constitution bien déterminée (2). La même réaction a été appliquée à des dérivés

(1) *Zentr. Bl.*, 1909, II, p. 2146.

(2) Courtot et Pierron, *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 45, 1929, p. 289.

α-dibromés du méthylcyclohexane dans lesquels les halogènes occupent des positions différentes.

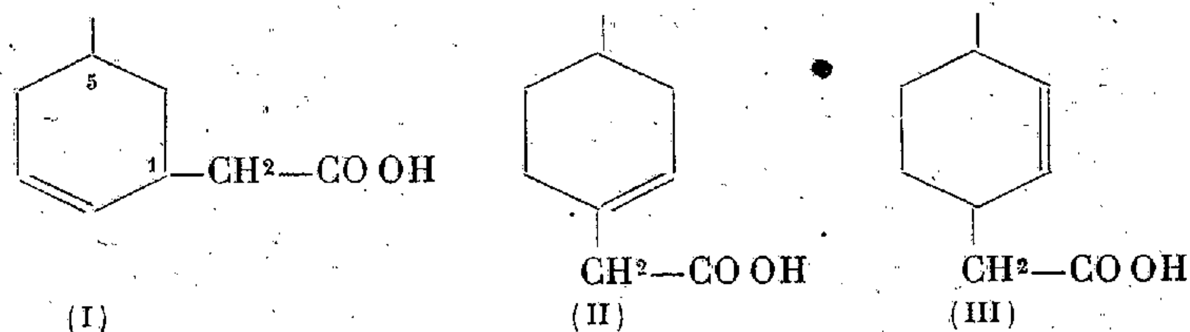
1. *Méthyl-4 dibromo-1.2 cyclohexane.* — Après action du malonate d'éthyle sodé et saponification, on obtient un mélange de deux acides (méthyl-5 cyclohexène-2)yl maloniques prenant incomplètement en masse, dont l'un est isolé à l'état pur, par cristallisation fractionnée dans un mélange de benzène et d'éther de pétrole F 92-93°; $(\alpha)_{579}+10°,79$; $(\alpha)_{546}+12°,09$ ($C^6H^6$, 4 %). Décarboxylé par chauffage sous pression réduite, il donne l'un des acides (méthyl-5 cyclohexène-2)yl acétiques isomères $(\alpha)_{579}+2°,08)$; $(\alpha)_{546}+2°,97$ (méthanol 15 %).

D'autre part, le mélange des deux acides (méthyl-5 cyclohexène-2)yl maloniques conduit par décarboxylation aux acides méthyl-5 cyclohexène-2)yl acétiques *cis* et *trans*, qui, rectifiés dans le vide, fournissent deux fractions : 1° $É_{10}$ 143°, $(\alpha)_{546}-0°,87$ et 2° $É_{10}$ 143-145°, $(\alpha)_{546}-1°,87$.

La constitution de ces acides est démontrée par les faits suivants :

1° Ils diffèrent de l'acide (méthyl-5 cyclohexène-1)yl acétique actif déjà préparé ([3]), $(\alpha)_{579}+64°,19$; $(\alpha)_{546}+73°,20$.

2° De l'hydrogénation au platine de leurs esters méthyliques résulte un mélange d'esters optiquement actifs : $(\alpha)_{579}-10°.25$; $(\alpha)_{546}-10°,65$; donc les acides non saturés répondent à la forme (I), les deux autres, (II) et (III), conduisant à des molécules optiquement inactives.




3° Les esters des acides saturés, par l'intermédiaire des acides et de leurs chlorures, fournissent deux (méthyl-5 cyclohexyl)-acétamides actives (*cis* et *trans*), séparées par cristallisation dans le benzène, l'une abondante F 134-135°; $(\alpha)_{546}-20°$ (éthanol, 1,75 %), l'autre en faible quantité plus soluble F 125°; $(\alpha)_{546}-14°,3$ (éthanol, 1,75 %).

Donc, dans l'action du malonate d'éthyle sodé sur le méthyl-4 dibromo-1.2 cyclohexane, la double liaison créée est indépendante de la position spatiale de l'atome de brome en 1 et la chaîne malonique se fixe exclusivement en 2. Il apparaît donc que chacun des isomères *trans* du méthyl-4 dibromo-1.2 cyclohexane ([4]) conduit à l'un des acides (méthyl-5 cyclohexène-2)yl-maloniques *cis* et *trans*.

2. *Méthyl-1 dibromo-1.2 cyclohexane.* — Dans les mêmes conditions, il donne naissance à l'acide (méthyl-2 cyclohexène-2)yl malonique F 154-156°, puis à l'acide (méthyl-2 cyclohexène-2)yl acétique : $É_{18}$ 165°; $d_{25}$ 1,045;

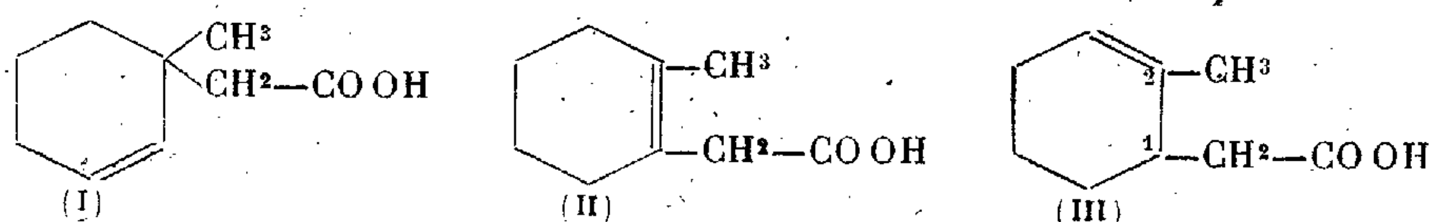
([3]) M. Mousseron, R. Granger et N. Charghi, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 6, 1939, p. 1285.

([4]) M. Mousseron et R. Granger, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 327.

$n_D^{26}$ 1,4815 (ester méthylique $É_{760}$ 230-235°; $d_{25}$ 0,992; $n_D^{25}$ 1,4688; chlorure $É_{15}$ 150°; $d_{25}$ 1,075; $n_D^{25}$ 1,4865) et à l'acide (méthyl-2 cyclohexyl) acétique $d_{25}$ 1,012; $n_D^{25}$ 1,4656 (chlorure $d_{25}$ 1,061; $n_D^{25}$ 1,4738) dont l'amide fond à 149°.

De même, l'éthyl-1 dibromo-1.2 cyclohexane conduit avec un rendement beaucoup plus faible à l'acide (éthyl-2 cyclohexène-2)yl acétique $É_{25}$ 175°; $d_{25}$ 1,028, $n_D^{25}$ 1,4889, en même temps que se forme une quantité importante d'éthylcyclohexadiène-2.6; $É_{20}$ 122°; $d_{25}$ 0,830; $n_D^{25}$ 1,4613.

La déshalogénation du méthyl-1 dibromo-1.2 cyclohexane peut conduire aux trois formes :



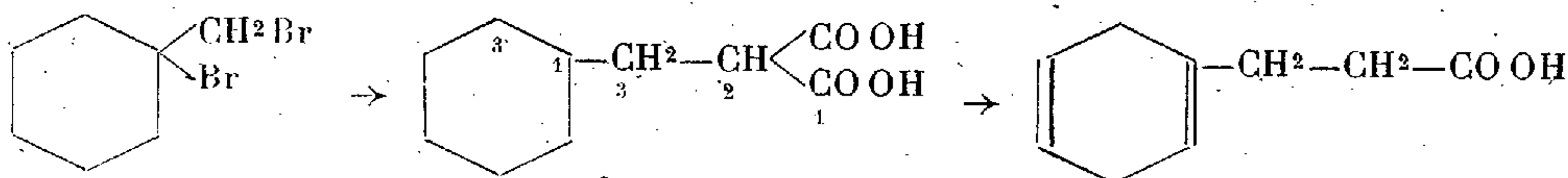

Les considérations suivantes nous font adopter la forme (III):

1° L'amide F 149° est différente de celle F 105° de l'acide (méthylcyclohexyl-1) acétique résultant de l'action du malonate d'éthyle sodé sur le méthyl-1 chloro-1 cyclohexane, suivie de décarboxylation. La forme (I) se trouve donc éliminée.

2° D'autre part, par analogie avec la déshalogénation du même dérivé dibromé par la diméthylamine aboutissant à la diméthylamino-3 cyclohexène-1 (5), on peut admettre la forme (III).

Toutefois l'amide de l'acide saturé F 49° est différente de celle F 160-161° que signalent les auteurs (6), ce fait tenant vraisemblablement à une isomérie spatiale.

3. *Bromométhyl-1.1 bromo-1 cyclohexane.* — Sous l'action du malonate d'éthyle sodé, le brome extranucléaire est remplacé par la chaîne malonique, tandis que l'élimination du brome nucléaire fait apparaître une double liaison intracyclique. Ainsi, prend naissance l'acide (cyclohexène-3,1)yl-3 carboxy-2 propionique F 182-183°, conduisant à l'acide (cyclohexène-3,1)yl-3 propionique (amide F 90°); on constate également la présence de bromométhyl-1 cyclohexène-1 $É_{25}$ 74°.




On observe donc toujours un mode d'élimination différent des deux halogènes, comme dans le cas du dibromocyclohexane, mais, de plus, le groupe méthyle semble orienter l'activité des halogènes.

(5) Guttman, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 1103, et 208, 1938, p. 524.
(6) Braun et Munch, *Ann.*, 465, 1928, p. 52, et Wallach, *ibid.*, 394, 1912, p. 384.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Cyclisation de certaines cétones β-bromées aliphatiques en polyalcoylcyclobutanones.* Note [1] de MM. **Jean Colonge** et **Daniel Joly**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans un travail préliminaire, l'un de nous [2] a montré que la *méthyl-4 éthyl-5 bromo-5 heptanone-3* I, traitée par la potasse alcoolique, fournit la *diméthyl-1.3 diéthyl-2.2 cyclobutanone-4* II.

La constitution de cette dernière est étayée par les constantes physiques qui diffèrent de celles de la cétone éthylénique isomère : *méthyl-4 éthyl-5 heptène-4 one-3* III, et par les produits d'oxydation donnés par le permanganate de potassium, puis par l'acide chromique; on a d'abord l'acide α'-méthyl β.β-diéthyl α-cétoglutarique IV, puis l'acide α.α-diéthyl α'-méthyl succinique V.

Il était intéressant d'étudier la généralisation de cette réaction de cyclisation, car les cyclobutanones sont des composés actuellement peu accessibles. Notre étude a porté sur les cétones β-bromées suivantes :

| | | | |
|---|---|---|---|
| diméthyl-4.5 bromo-5 hexanone-3 | VI | diméthyl-4.4 éthyl-5 bromo-5 heptanone-3 | X |
| méthyl-4 propyl-5 bromo-5 octanone-3 | VII | diéthyl-3.4 bromo-4 hexanone-2 | XI |
| éthyl-5 bromo-5 heptanone-3 | VIII | diméthyl-3.3 éthyl-4 bromo-4 hexanone-2 | XII |
| diéthyl-4.5 bromo-5 heptanone-3 | IX | | |

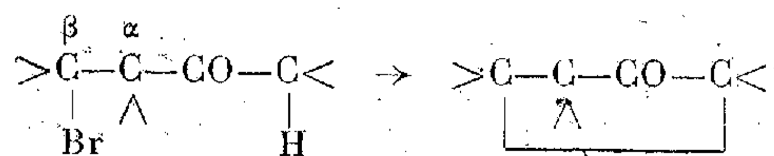
L'action de la potasse alcoolique sur ces cétones bromées s'est traduite par les résultats suivants :

1° les cétones VI et VIII n'ont fourni que les cétones éthyléniques correspondantes (mélange des isomères α et β-éthyléniques);

2° les cétones VII, IX, X, XI et XII ont donné des mélanges de cétones éthyléniques et de cyclobutanones correspondantes; ces dernières répondent à la formule générale XIII et sont

| | | | |
|---|---|---|---|
| diméthyl-1.3 dipropyl-2.2 cyclobutanone-4 | XIV | triéthyl-1.2.2 cyclobutanone-4 | XVII |
| méthyl-1 triéthyl-2.2.3 cyclobutanone-4 | XV | diméthyl-1.1 diéthyl-2.2 cyclobutanone-4 | XVIII |
| triméthyl-1.3.3 diéthyl-2.2 cyclobutanone-4 | XVI | | |

De ces essais, on peut dégager la conclusion suivante : pour qu'une cétone aliphatique β-bromée

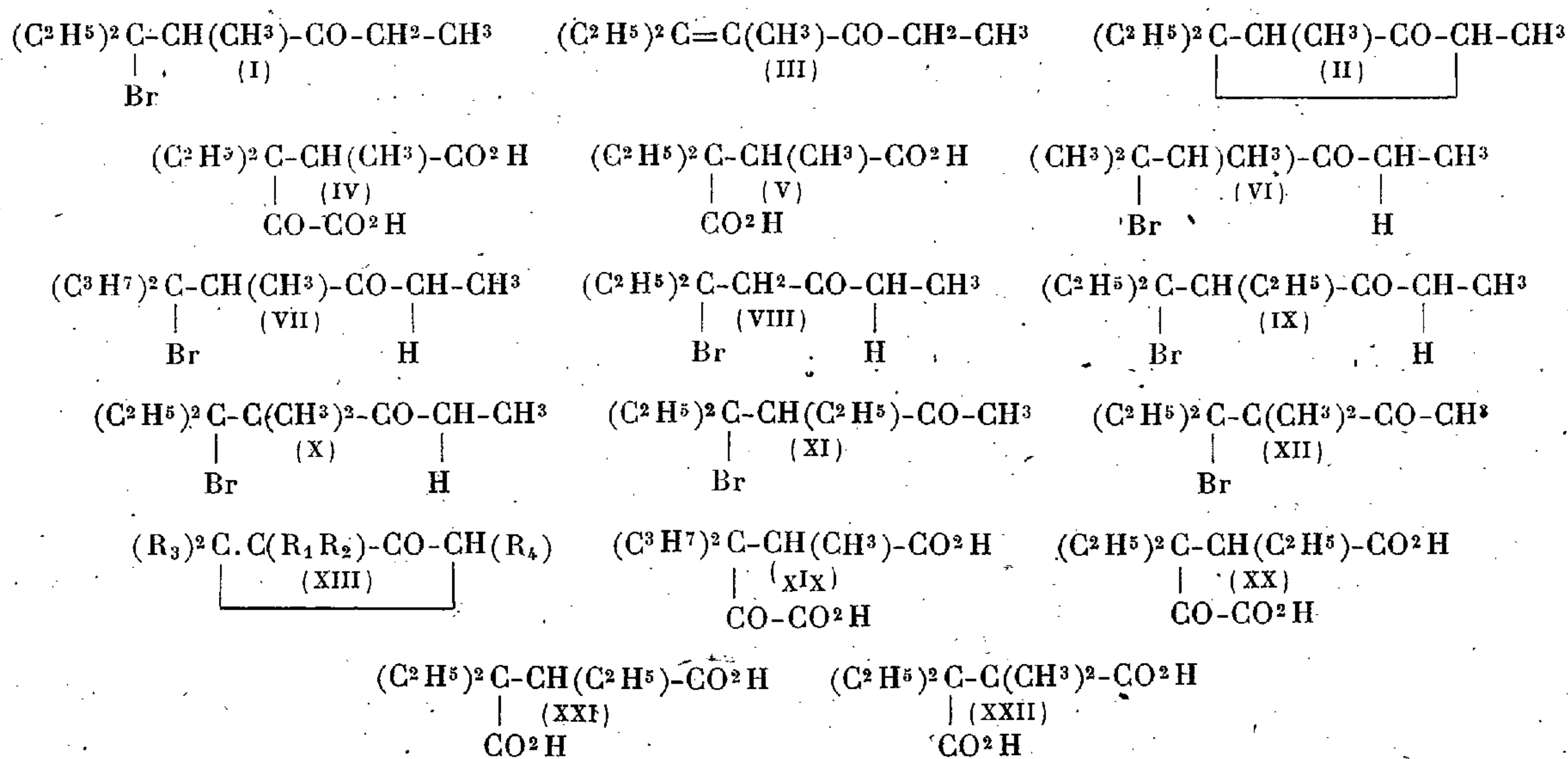


conduise à une cyclobutanone par action de la potasse alcoolique, il est

(1) Séance du 18 août 1943.
(2) J. Colonge, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 5, 1938, p. 13.

nécessaire : *a.* qu'il existe une substitution hydrocarbonée en α; *b.* que le carbone β porte deux radicaux hydrocarbonés autres que des méthyles.

La constitution de la plupart de ces cyclobutanones a été établie par oxydation permanganique suivie ou non d'oxydation chromique. C'est ainsi que la cétone XIV a conduit à un diacide cétonique, l'acide β-βdipropyl α'-méthyl α-cétoglutarique XIX; la cétone XV a fourni l'acide α'.β.β-triéthyl α-cétoglutarique XX, puis l'acide triéthylsuccinique XXI; la cétone XVII a donné directement l'acide triéthylsuccinique; enfin, la cétone XVIII oxydée, soit par le permanganate de potassium, soit par l'acide nitrique bouillant, a donné l'acide α-α-diméthyl α'.α'-diéthylsuccinique (XXII).




*Partie expérimentale.* — Les cétones β-bromées sont obtenues en fixant l'acide bromhydrique sec sur les cétones α ou β-éthyléniques; le produit brut de cette addition est soumis à l'action de la potasse alcoolique, au bain-marie, à reflux. Après traitement convenable, le mélange des cétones cyclique et éthylénique est scindé au moyen de la semicarbazide. La semicarbazone de la cétone cyclique précipite la première, et présente le point de fusion le plus élevé; par hydrolyse en milieu acide, on régénère les cétones pures. Ci-dessous les propriétés des substances obtenues. Les détails seront publiés ailleurs.

| *Cyclobutanones-4* | Form. brute. | Éb. | $D_{4°}^{t}$. | $n_D^t$. | Obs. | Calc. | F semic. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| diméthyl-1.3 dipropyl-2.2.... | $C^{12}H^{22}O$ | $109^{\circ}_{13}$ | $0{,}875_{22°}$ | 1,4489 | 55,78 | 55,42 | 143° |
| méthyl-1 triéthyl-2.2.3...... | $C^{11}H^{20}O$ | $94_{13}$ | $0{,}882_{15°}$ | 1,4508 | 51,27 | 50,80 | 129 |
| triméthyl-1.3.3 diéthyl-2.2.... | $C^{11}H^{20}O$ | $93_{15}$ | $0{,}899_{15°}$ | 1,4534 | 50,56 | 50,80 | 187 |
| triéthyl-1.2.2................ | $C^{10}H^{18}O$ | $95_{16}$ | $0{,}885_{20°}$ | 1,4463 | 46,44 | 46,19 | 179 |
| diméthyl-1.1 diéthyl-2.2..... | $C^{10}H^{18}O$ | $85_{15}$ | $0{,}895_{15°}$ | 1,4493 | 46,41 | 46,19 | 226 |

*Acides α-cétoglutariques*

β.β-dipropyl α'-méthyl $C^{12}H^{20}O^{5}$ ; cristaux grenus F 108° ;
α'.β.β-triéthyl $C^{11}H^{18}O^{5}$ ; F 121°5 ; α'-méthyl β.β-diéthyl $C^{10}H^{16}O^{5}$ ; F 122°.

*Acides succiniques*

| | | |
|---|---|---|
| triéthyl | $C^{10}H^{18}O^{4}$ ; F 117° | Identiques à ceux préparés selon le procédé de Verkade et Hartmann ([3]). |
| α.α-diéthyl α'-méthyl | $C^{9}H^{16}O^{4}$ ; F 103° | |
| α.α-diméthyl α'.α'-diéthyl | $C^{10}H^{18}O^{4}$ ; F 145° | |

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la présence de d-arabitol dans* Boletus bovinus *L.* Note de M. **Marcel Frèrejacque**, présentée par M. Richard Fosse.

Au cours de recherches sur les glucides des champignons, notre attention a été attirée sur le cas du Bolet des bouviers par une contradiction existant à son sujet dans la littérature. En effet E. Bourquelot ([1]) a signalé la présence dans ce bolet de petites quantités de *d*-mannitol. Par contre E. O. von Lippmann ([2]) n'a pu isoler aucun produit cristallisé de ce cryptogame, mais il a identifié au *d*-sorbitol des efflorescences cristallines recueillies sur le chapeau de certains de ces bolets. Cette dernière identification est d'autant plus curieuse qu'à notre connaissance le *d*-sorbitol n'a été isolé d'aucun autre champignon.

L'examen préliminaire d'un extrait alcoolique de *Boletus bovinus* convenablement déféqué nous a tout d'abord convaincu que le bolet des bouviers ne contenait pas de quantités appréciables de *d*-mannitol, non plus que *d*-sorbitol. Cependant un dosage polarimétrique en présence d'acide molybdique ([3]) y décelait la présence probable d'une proportion importante d'un polyalcool dérivé d'un glucide.

Nous avons alors épuisé à l'acétone, solvant de choix pour les extractions de polyalcools, 30g de *B. bovinus* rapidement séché puis pulvérisé après la récolte. L'extrait obtenu a laissé déposer un sirop qui, décanté de l'eau mère surnageante a été traité par l'anhydride acétique en présence de pyridine. Nous avons alors obtenu, après purification convenable, 3g,5 d'un produit d'acétylation cristallisé que nous avons identifié au pentacétyl-*d*-arabitol. L'identification a été faite par comparaison du dérivé isolé avec un échantillon de pentacétyl-*d*-arabitol obtenu à partir du *d*-arabitol extrait de *Fistulina hepatica* ([4]). De plus, à partir de poids égaux du produit à identifier et de

([3]) *Rec. trav. chim. P.-B.*, **52**, 1933, p. 954.

([1]) *Soc. mycologique de France*, 6, 1890, p. 150.

([2]) *Ber d. chem. Ges.*, **45**, 1912, p. 3432.

([3]) M. Frèrejacque, *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1410.

([4]) M. Frèrejacque, *ibid.*, **208**, 1939, p. 1123.

pentacétyl-*l*-arabitol, nous avons pu préparer un racémique fondant 21° plus haut que ses constituants et que nous avons identifié au pentacétyl *d.l*-arabitol.

L'extrait acétonique de *B. bovinus*, décanté du sirop qu'il avait laissé déposer, abandonne par repos des cristaux qui, après élimination de la matière colorante rouge qui les souille, se sont révélés identiques au *d*-arabitol.

En résumé, contrairement aux données antérieures, *Boletus bovinus* ne renferme ni *d*-mannitol, ni *d*-sorbitol. Par contre il renferme environ 10 % de son poids sec de *d*-arabitol.

Tous les autres bolets examinés, en particulier *Boletus luteus* L. qui est fort voisin de *B. bovinus*, ne renferment que du mannitol. Cette anomalie est à rapprocher de celle de *Lactarius volemus* qui renferme un heptitol, le volemitol, alors que les Lactaires voisins ne renferment que du mannitol.

La séance est levée à $15^h 30^m$.

L. B.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 13 SEPTEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. G. BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

*Notice nécrologique sur* GIUSEPPE SANARELLI,
par M. **HYACINTHE VINCENT.**

**GIUSEPPE SANARELLI** a été élu Correspondant de l'Académie des Sciences le 2 juillet 1934. Né à Monte-San-Savino (Italie) le 24 septembre 1865, il est mort le 6 avril 1940. Sa vie scientifique a été consacrée aux recherches de laboratoire, particulièrement dans le domaine de la Bactériologie et de l'Hygiène, et nombre de ses travaux sont du premier ordre. Il a débuté dans sa carrière avec C. Golgi; il a collaboré ensuite avec Pettenkoffer. Il a été, pendant plusieurs années, l'un des disciples et l'un des travailleurs les plus assidus de l'Institut Pasteur, dans le laboratoire de Metchnikoff.

En 1892, il faisait connaître le caractère semi-perméable des membranes de collodion, leur utilisation en vue de l'ultrafiltration, enfin et surtout leur emploi devenu usuel pour la culture *in vivo* des bactéries en sacs de collodion, méthode féconde par ses résultats.

Il a découvert le parasite d'une maladie contagieuse du chien, un ultravirus myxomatogène qui a été dénommé *Sanarellia cuniculi* par A. Lipschutz. Il a montré que la fièvre typhoïde est en réalité une infection hématogène à tropisme intestinal.

Dans ses études expérimentales sur le choléra, il signale que le bacille pénètre, chez l'homme, surtout par la voie buccale et spécialement par les tonsilles : le bacille gagne ensuite la circulation sanguine et se fixe dans l'intestin par entérotropisme électif. Sanarelli a reproduit expérimentalement le choléra chez les animaux.

Il a réussi à cultiver certains spirochètes de l'intestin et a fait connaître qu'il existe soixante manifestations morbides de *Heliconema Vincenti*, en symbiose avec *Bacillus fusiformis*.

On doit à G. Sanarelli de nombreuses études sur l'infection tuberculeuse, sur son hérédo-immunité qu'il oppose à l'hérédo-prédisposition, sur l'évolution sociale de cette maladie dans le milieu humain.

Ses belles recherches sur l'allergie hémorragique l'ont conduit à la découverte du phénomène expérimental *dit* de Sanarelli dont la valeur a été confirmée dans tous les laboratoires.

Giuseppe Sanarelli a été Professeur d'Hygiène, Directeur de l'Institut d'Hygiène à l'Université de Rome, ancien Recteur de cette Université. Il dirigeait deux périodiques importants : *Annali d'Igiene* et *Rivista di Malariologia*. Il a été nommé Sénateur du Royaume d'Italie en 1920. Sanarelli est un des savants qui honorent le plus son pays. Disciple de Pasteur, il est demeuré, jusqu'à sa mort, un fervent ami du nôtre, et nous adressons à la mémoire de ce savant si éminent un souvenir ému.

MÉCANIQUE. — *Remarques sur les vitesses critiques et la stabilité séculaire des systèmes gyroscopiques.* Note [1] de M. **Émile Jouguet** † [1].

I. *Généralités.* — Soit un système matériel défini par $n$ variables $q$ et par un angle $r$, celui-ci ne figurant pas dans le potentiel, n'entrant dans la force vive que par sa dérivée $r'$, et tel que, s'il varie de $2\pi$, les $q$ restant constants, ou définisse la même position du système (variables que nous dirons *régulières*). Dans une Note [2], dont nous suivons ici les notations, nous avons présenté quelques remarques sur les vitesses critiques et la stabilité séculaire de ces systèmes. On peut compléter ces remarques en faisant les hypothèses classiques des petits mouvements. Nous admettrons donc, pour étudier les mouvements $q=a+\varepsilon$, $r'=\omega+\zeta$, $x=\xi$ autour d'un régime (R), $a$, $\zeta$, $\xi$, que la fonction $J+V$ des $\varepsilon$, qui est stationnaire pour le régime (R), a pour différentielle seconde une forme quadratique décomposable en autant de carrés indépendants qu'il y a de variables $q$.

Un changement de variables linéaires portant sur les $\varepsilon$ à l'exclusion des $r$ ne change rien au caractère de stabilité ou d'instabilité. On peut le faire de manière à donner aux équations différentielles linéaires dont dépendent les $\varepsilon$ la forme

$$(1) \qquad \varepsilon_i''+\Sigma b_{ij}\varepsilon_j'+h_i\varepsilon_i=0 \qquad \text{avec } b_{ii}=0,\ b_{ij}=-b_{ji}.$$

Les $h$ et les $b$ dépendent du régime (R), caractérisé lui-même par la vitesse angulaire $\omega$. L'équation caractéristique du système (1) est paire et son dernier terme est $h_1\ldots h_n$. S'il y a stabilité, ses racines sont de la forme $\pm i\mathrm{F}(\omega)$, et $\mathrm{F}(\omega)$ est une pulsation des petits mouvements. Il y aura résonance avec une force perturbatrice ayant la période de la rotation ou avec quelqu'un de ses harmoniques si

$$(2) \qquad \mathrm{F}(\omega)=p\omega \qquad (p \text{ entier}).$$

---

[1] Séance du 30 septembre 1943.

[2] *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 649.

(2) donne les vitesses critiques de résonance des divers ordres. Les vitesses critiques d'indétermination sont aussi données par (2), mais en faisant $p=0$.

Il y a stabilité séculaire quand tous les $h$ sont positifs. Les valeurs de $\omega$ pour lesquelles la stabilité séculaire disparaît rendent quelqu'un des $h$ infini ou nul et sont ainsi des vitesses critiques d'impossibilité ou d'indétermination. D'une manière générale, un régime critique d'indétermination, qu'il soit marqué ou non par un changement dans la stabilité, se présente lui-même comme stable ou instable. Il est remarquable qu'un tel régime puisse parfois être instable, même s'il sépare un domaine de stabilité séculaire d'un domaine de stabilité ordinaire, ou stable, même s'il sépare deux domaines d'instabilité.

Faisons maintenant le changement de variables suivant, portant à la fois sur les $\varepsilon$ et sur $r$,

$$(3)\qquad \chi_i=\varepsilon_1 f_{1i}(r)+\ldots+\varepsilon_n f_{ni}(r),\qquad \rho=r+\varepsilon_1 g_1(r)+\ldots\varepsilon_n g_n(r),$$

les $f$, $g$ étant périodiques en $r$, de période $2\pi$, et développables en séries de Fourier. Si (R) est stable, les $\varepsilon$ sont des sommes de sinus et de cosinus de l'argument $F(\omega)t$ affecté de coefficients petits, et l'on peut écrire, en négligeant le second ordre, $r=\omega t$. Les $\chi$ sont donc des sommes limitées ou illimitées de termes en $\sin[F(\omega)\pm m\omega]t$ et $\cos[F(\omega)\pm m\omega]t$. Les variables $\chi$ et $\rho$ ne sont pas forcément régulières, au sens fixé plus haut; si elles le sont, les $\chi$ sont des sommes limitées, $m$ ne prenant qu'un nombre limité de valeurs.

Ce nouveau mode de repérage conduit à envisager les vitesses critiques données par $F(\omega)\pm m\omega=p\omega$. Mais cette équation coïncide avec (2). Si donc on ne se borne pas aux résonances du premier ordre, le changement de variables (3) ne change pas les vitesses critiques, mais il change l'ordre des résonances, comme il peut changer le mode de stabilité.

Considérons en particulier les petits mouvements au voisinage d'un régime (R) correspondant à une vitesse critique d'indétermination. Une des pulsations des $\varepsilon$ est nulle. Le changement de variables $\chi_i=\varepsilon_i\cos r$, $\rho=r$ met en évidence pour les $\chi$ une pulsation $\omega$ et la vitesse $\omega$ est vitesse de résonance pour les $\chi$. Les vitesses critiques d'indétermination ne sont donc pas distinctes des vitesses critiques de résonance. On peut les appeler vitesses critiques de résonance d'ordre zéro.

En faisant varier $p$ dans (2), on trouve tout un cortège de vitesses critiques, correspondant toutes à la même élasticité du système, caractérisée par le potentiel V. S'il s'agit d'un arbre à la flexion, il ne faut pas les confondre avec les vitesses critiques successives, caractérisées chacune par une déformation différente de l'arbre, donc par une élasticité différente. Dans l'étude schématique des arbres à la flexion faite au moyen du problème simplifié du paragraphe III ci-après, on obtient les vitesses critiques successives en changeant la force de rappel du disque. A chacune correspond un cortège de vitesses critiques associées qui sont celles que nous envisageons ici et qui produisent des pertur-

bations secondaires. Rappelons aussi que, comme nous l'avons montré dans notre Note antérieure, des perturbations secondaires peuvent encore résulter, pour les systèmes séculairement stables, de la suppression ou même de la simple paralysie par une forte viscosité d'un degré de liberté, circonstance qui peut modifier une vitesse critique.

Pour trouver, dans tout ce cortège de vitesses critiques associées, celles qui sont intéressantes, il faut rechercher quelle est la pulsation des forces perturbatrices appelées à se rencontrer. Il peut arriver d'ailleurs qu'une force perturbatrice d'une certaine pulsation n'éveille pas la résonance correspondante si elle a une certaine forme.

II. *Gyroscope.* — Soit, à titre d'exemple, le gyroscope dormant avec centre de gravité au-dessous du point de suspension, étudié dans les conditions de notre Note antérieure ([3]); avec le premier mode de repérage de cette Note, la stabilité est toujours séculaire. Le cortège des vitesses critiques est le suivant : il comprend naturellement la vitesse critique signalée par Gibrat ([4]).

| Ordre de résonance. | 0. | 1. | 2. | 3. |
|---|---|---|---|---|
| $\omega$.... | Néant | $\sqrt{\frac{Mgl}{E-I}}$ et $\sqrt{\frac{Mgl}{E+I}}$ | $\sqrt{\frac{Mgl}{2(2E-I)}}$ et $\sqrt{\frac{Mgl}{2(2E+I)}}$ | $\sqrt{\frac{Mgl}{3(3E-I)}}$ et $\sqrt{\frac{Mgl}{3(3E+I)}}$ |

Avec le second mode de repérage de la Note, la stabilité est séculaire ou ordinaire, suivant que $\omega$ est inférieur ou supérieur à $\sqrt{Mgl/E-I}$. Le cortège des vitesses critiques comprend les mêmes valeurs que ci-dessus, mais classées autrement. C'est

| Ordre de résonance. | 0. | 1. | 2. | 3. |
|---|---|---|---|---|
| $\omega$.... | $\sqrt{\frac{Mgl}{E-I}}$ | $\sqrt{\frac{Mgl}{2(2E-I)}}$ | $\sqrt{\frac{Mgl}{E+I}}$ et $\sqrt{\frac{Mgl}{3(3E-I)}}$ | $\sqrt{\frac{Mgl}{2(2E+I)}}$ et $\sqrt{\frac{Mgl}{4(4E-I)}}$ |

Appliquons une force perturbatrice dont le moment, par rapport au point de suspension, soit $\Gamma$, situé dans le plan $y_2 z_2$. Ce plan, en régime, coïncide avec $X_2 Y_2$, et nous calculerons approximativement les couples perturbateurs en nous plaçant dans le régime.

Supposons d'abord $\Gamma$ fixe en direction dans l'espace absolu. Il est facile de démontrer les résultats suivants. Si $\Gamma$ est constant, aucune résonance n'est excitée. Si $\Gamma$ est de la forme $\gamma \cos \omega t$, il excite la résonance d'ordre 0 et la résonance d'ordre 2; mais cette dernière n'est excitée que pour $\omega = \sqrt{Mgl/E+I}$ et non pour $\omega = \sqrt{Mgl/3(3E-I)}$.

Supposons au contraire $\Gamma$ fixe en direction par rapport au rotor. Si $\Gamma$ est

---

([3]) Il convient, pour être mieux d'accord avec la définition classique des angles d'Euler, de changer le sens des axes $OY_1$, $oz_1$, $OZ_2$, $ox_2$, correction facile.

([4]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 218.

constant, on excite la résonance d'ordre 0; s'il est de la forme $\gamma \cos \omega t$, on excite la résonance d'ordre 1.

III. *Rotor de turbine.* — Soit le problème du retor de turbine étudié comme dans notre Note précitée. Il comporte une vitesse critique d'impossibilité $\omega = \Omega$. Pour le cortège des autres vitesses critiques, nous le calculerons en conservant dans les formules les premières puissances de $e$ supposé petit, approximation inutile au point de vue du calcul pratique, mais intéressante pour montrer que certaines vitesses critiques pratiquement confondues sont en réalité distinctes. On trouve

| 0. | 1. | 2. | 3. |
|---|---|---|---|
| $\Omega\left[1+\frac{1}{2}\left(\frac{4Me^2}{I}\right)^{\frac{4}{3}}\right]$ | $\frac{\Omega}{2}\left(1+\frac{Me^2}{I}\right)$ | $\frac{\Omega}{3}\left[1+\frac{9}{16}\frac{Me^2}{I}\right]$ et $\Omega\left[1-\frac{1}{16}\frac{Me^2}{I}\right]$ | $\frac{\Omega}{2}\left[1+\frac{1}{9}\frac{Me^2}{I}\right]$ et $\frac{\Omega}{4}\left[1+\frac{4}{9}\frac{Me^2}{I}\right]$ |

On sait que le poids propre du rotor introduit des perturbations pour $\omega$ voisin de $\Omega/2$. C'est en effet ce qu'on trouve quand on tient compte du poids dans les équations du problème; ces termes excitent la résonance d'ordre 1. Toutefois il n'y a pas d'excitation si $e$ est rigoureusement nul (pour traiter le cas de $e$ nul, les variables $r$, $\alpha$, $\psi$ ne conviennent pas; mais il est facile de les changer).

IV. *Automobiles.* — Dans le problème des oscillations de l'essieu d'avant des automobiles étudiées par S. de Lavaud ([5]), on trouve, à côté des vitesses critiques principales signalées par cet auteur, des vitesses secondaires inférieures aux principales.

## CORRESPONDANCE.

M. **Léon Guillet** fils adresse un rapport relatif à l'emploi qu'il a fait de la subvention accordée sur la *Fondation Le Chatelier* en 1937.

### GÉOMÉTRIE. — *Sur les sphères de Tücker du tétraèdre.* Note de M. **Victor Thébault**, transmise par M. Élie Cartan.

1. Dans un triangle ABC, inscrit dans un cercle (O, R), dont le point de Lemoine est K et l'angle de Brocard $\theta$, le lieu des centres des cercles de Tücker est la droite indéfinie OK.

Soient $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ les projections de O sur les perpendiculaires $\Delta_a$, $\Delta_b$, $\Delta_c$ à BC, CA, AB menées par un point $\omega$ de OK tel que $\overline{K\omega} : \overline{KO} = m$. Les demi-droites issues de $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, inclinées respectivement sur $\Delta_a$, $\Delta_b$, $\Delta_c$ des angles $x$ et $-x$, $y$ et $-y$, $z$ et $-z$ tels que $\tan x = (1-m)\tan\theta - m\tan A$,

([5]) *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1636.

$\operatorname{tang} y = (1-m)\operatorname{tang}\theta - m\operatorname{tang}B$, $\operatorname{tang} z = (1-m)\operatorname{tang}\theta - m\operatorname{tang}C$, rencontrent BC, CA, AB en des points $(X_a, Y_a)$, $(X_b, Y_b)$, $(X_c, Y_c)$ situés sur un cercle $(\omega, \rho)$ où

$$(1)\qquad \rho^2 = (1-m)^2 R^2 \operatorname{tang}^2\theta + m^2 R^2,$$

et réciproquement (cercle de Tücker). On a aussi

$$X_aY_b = X_bY_c = X_cY_a = 2(1-m)R\operatorname{tang}\theta;$$
$$X_aY_a = 2R[(1-m)\cos A\operatorname{tang}\theta - m\sin A], \quad \ldots;$$
$$X_cY_b = 2R[(1-m)\cos A\operatorname{tang}\theta + m\sin A], \quad \ldots;$$
$$\delta_a = 2(1-m)R\sin A\operatorname{tang}\theta, \quad \ldots,$$

$\delta_a$ étant la distance de $X_cY_b$ à BC, ....

Si $m = 0$, $x = y = z = \theta$; *le cercle* $(\omega, \rho)$ *est le* second *cercle de* Lemoine (cosinus circle), *de rayon* $\rho = R\operatorname{tang}\theta$, *centré en* K.

Lorsque $m = (1/2)$, $X_cY_b = R(\cos A\operatorname{tang}\theta + \sin A)$, ..., *le cercle* $(\omega, \rho)$ *est le* premier *cercle de* Lemoine, *de rayon* $\rho = (R/2)\operatorname{séc}\theta$, *centré au milieu de* OK.

2. Des sommets d'un tétraèdre quelconque $T \equiv ABCD$, $(BC = a$, $DA = a'$, ...), comme centres, on décrit les sphères $(A, l)$, $(B, m)$, $(C, n)$, $(D, p)$. Les plans radicaux de chacune d'elles avec la sphère (O, R) circonscrite, coupent respectivement les arêtes (AB, AC, AD), (BA, BC, BD), (CA, CB, CD), (DA, DB, DC), en des points (X, Y, Z), (X', T, U), (Y', T', V), (Z', U', V') et déterminent un tétraèdre $T_1 \equiv A_1B_1C_1D_1$ homothétique au tétraèdre tangentiel $T_2 \equiv A_2B_2C_2D_2$ de T. Si

$$l^2.\lambda^2 ab'c' = m^2.\lambda bc'a' = n^2.\lambda ca'b' = p^2.\lambda abc,$$

le centre d'homothétie de $T_1$, $T_2$ est le second point de Lemoine L de T, de coordonnées normales absolues $R_a\operatorname{tang}\theta$, $R_b\operatorname{tang}\theta$, $R_c\operatorname{tang}\theta$, $R_d\operatorname{tang}\theta$, $R_a$, $R_b$, $R_c$ étant les rayons des cercles BCD, CDA, DAB, ABC, $\theta$ l'angle de Brocard de T [1]. Lorsque $\lambda$ varie, les centres $I_a$, $I_b$, $I_c$, $I_d$ des cercles inscrits aux triangles égaux XYZ, X'TU, Y'T'V, Z'U'V', décrivent AL, BL, CL, DL, et la droite OL est un axe de Tücker [2].

Soient $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, $\delta$ les projections de O sur les perpendiculaires $\Delta_a$, $\Delta_b$, $\Delta_c$, $\Delta_d$ aux plans BCD, CDA, DAB, ABC menées par un point $\omega$ de la droite indéfinie LO, tel que $\overline{L\omega} : \overline{LO} = m$. L'analogie avec la configuration plane est complète en considérant les cônes de révolution de sommets $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, $\delta$, d'axes $\Delta_a$, $\Delta_b$, $\Delta_c$, $\Delta_d$ et d'angles $2x$, $2y$, $2z$, $2t$ ainsi définis,

$$\operatorname{tang} x = (1-m)\operatorname{tang}\theta - m\operatorname{tang}A, \quad \ldots, \quad \operatorname{tang} t = (1-m)\operatorname{tang}\theta - m\operatorname{tang}D,$$ A, B, C, D étant les angles des plans BCD, CDA, DAB, ABC avec la sphère (O, R). Les plans des faces de T découpent, en effet, sur ces cônes des cercles $(C_A)$, $(C_B)$, $(C_C)$, $(C_D)$, de rayons $\rho_A = R[(1-m)\cos A\operatorname{tang}\theta - m\sin A]$, ..., situés sur

(1) V. Thébault, *Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 1922, p. 175.

(2) P. Delens, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 1151.

une sphère $(\omega, \rho)$ dont le carré du rayon est

$$\rho^2 = (1-m)^2 R^2 \tan^2\theta + m^2 R^2, \qquad (2)$$

et réciproquement (sphère de Tücker). Les rayons des cercles inscrits aux triangles XZY, ..., Z'U'V' correspondants, celui de la sphère tangente aux plans des faces de $T_1$, centrée en $\omega$, ont pour longueurs $r = (1-m)R \operatorname{tang}\theta$, $r' = mR$, de sorte que *la sphère* $(\omega, \rho)$ *contient aussi les cercles inscrits aux triangles* XYZ, ..., Z'U'V' (²). Les cercles $(C_A)$, $(C_B)$, $(C_C)$, $(C_D)$ sont inscrits aux triangles formés par les droites (XY, TX', Y'T'), ..., dans les plans ABC, ....

Les cônes $(A_1)$, $(B_1)$, $(C_1)$, $(D_1)$, inscrits aux trièdres $A_1$, $B_1$, $C_1$, $D_1$ de $T_1$, sont les transformés des cônes $(A_2)$, $(B_2)$, $(C_2)$, $(D_2)$ inscrits aux trièdres de $T_2$ par l'homothétie $(L, m)$. La sphère $(\omega, \rho)$ découpe sur ces cônes des cercles $(C'_A)$, $(C'_B)$, $(C'_C)$, $(C'_D)$, de rayons $\rho'_A = R[(1-m)\cos A \operatorname{tang}\theta + m \sin A]$, ..., dont les plans sont parallèles à ceux des faces de T, à des distances $\delta_A = 2(1-m)R \sin A \operatorname{tang}\theta$, ..., de ceux-ci et qui touchent trois des circonférences $(I_a)$, $(I_b)$, $(I_c)$, $(I_d)$ sur les génératrices $(D_1 I_a, D_1 I_b, D_1 I_c)$, ....

Si $m = 0$, $x = y = z = t = \theta$; *la sphère* $(\omega, \rho)$ *est la seconde sphère de* Lemoine (ou des cosinus), *de rayon* $R \operatorname{tang}\theta$, *centrée en* L, *et*

$$\rho_A : \rho_B : \rho_C : \rho_D = \cos A : \cos B : \cos C : \cos D.$$

Quand $m = (1/2)$, $\rho'_A = R(\cos A \operatorname{tang}\theta + \sin A)$; les plans des cercles $(C'_A)$, $(C'_B)$, $(C'_C)$, $(C'_D)$ concourent en L. *Les plans parallèles aux faces de* T *menés par* L *coupent les cônes* $(A_1)$, $(B_1)$, $(C_1)$, $(D_1)$ *suivant quatre cercles* $(C'_A)$, $(C'_B)$, $(C'_C)$, $(C'_D)$ *d'une sphère* $(\omega, \rho)$ *de rayon* $\rho = (R/2) \operatorname{séc}\theta$, *centrée au milieu de* OL (première sphère de Lemoine).

*N.-B.* — En vertu de (1) et (2), étant donné un triangle (ou un tétraèdre) T, un cercle (ou une sphère) de Tücker est déterminé par son centre $\omega$.

AÉRODYNAMIQUE. — *Sur la résistance opposée par l'air à une surface ogivale en régime permanent.* Note de M. **Louis Gareaud**, présentée par M. Ernest Esclangon.

1. Nous considérons une surface ogivale plongée dans un courant d'air caractérisé à l'infini-amont par la pression $P_0$, la masse spécifique $\rho_0$ et la vitesse $V_0$ dirigée suivant l'axe de cette surface.

2. Dans un Mémoire antérieur (¹), nous avons montré que l'écoulement réel pouvait être remplacé par l'écoulement d'un fluide fictif incompressible dont les caractéristiques à l'infini-amont sont $P_0$, $V'_0$, $\rho'_0$ dans la région voisine

(¹) *Mémorial de l'Artillerie française*, 15, 4ᵉ fascicule de 1936, pp. 1219 à 1313.

du sommet, $P_0$, $V''_0$, $\rho''_0$ dans la région voisine de la base de l'ogive, et nous avons donné les expressions de $V'_0$, $\rho'_0$, $V''_0$, $\rho''_0$ en fonction de $P_0$, $V_0$, $\rho_0$.

3. D'autre part, la théorie des sources et des puits, telle que l'a présentée le Professeur von Kármán ([2]), permet le calcul, au point courant de la méridienne où l'angle de la tangente avec l'axe est $\alpha$, du rapport $\lambda_\alpha$ de la vitesse d'écoulement V à la vitesse à l'infini $U_\alpha$ d'un fluide incompressible

$$\lambda_\alpha = \frac{V}{U_\alpha}.$$

D'après le n° 2, $U_\alpha$ est égal à $V'_0$ pour $\alpha = \pi/2$ et à $V''_0$ pour $\alpha = 0$. Au point courant, $U_\alpha$ peut être mis sous la forme

$$U_\alpha = V''_0 - (V''_0 - V'_0) f(\alpha),$$

$f(\alpha)$ étant une fonction inconnue de $\alpha$, mais telle que $f(0) = 0$ et $f(\pi/2) = 1$. On montre facilement que, dans deux cas particuliers :

*a.* au voisinage du sommet quelle que soit la vitesse à l'infini,

*b.* pour un courant subsonique, quel que soit le point de la méridienne;

$f(\alpha)$ peut être remplacé par $\sin\alpha$.

4. Les résultats rappelés au n° 2 ont été obtenus en admettant la formule

$$\frac{P}{P_S} = \left(1 - \frac{V^2}{V_0^2 + \dfrac{2}{\gamma - 1} a_0^2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}$$

de l'Aérodynamique classique, où l'on étudie le mouvement d'une particule fluide, sans tenir compte des vitesses propres des molécules constitutives de cette particule. Cette hypothèse implicite peut conduire à des résultats en accord avec l'expérience si les vitesses des particules sont faibles devant celles des molécules (c'est le cas de la théorie des fluides incompressibles et pratiquement de celle des fluides compressibles aux vitesses subsoniques), mais il ne doit plus en être de même aux grandes vitesses.

Désignant par $P_f$ la pression calculée par la formule susvisée, nous nous proposons d'évaluer la pression vraie P de la manière suivante :

Soient $C_f = 1 - P_f/P_0$ la compression fictive, $C = 1 - P/P_0$ la compression réelle. Soit, d'autre part, $C_i$ la compression développée dans une mise instantanée en vitesse (on sait calculer rigoureusement $C_i$). Faisant état de ce que, pour les valeurs infiniment grandes du nombre de Sarrau $\sigma = V/a$, C doit différer infiniment peu de $C_i$, nous admettrons que le rapport $C - C_f/C_i - C_f$, nul tant que la vitesse d'écoulement V est inférieure à la vitesse moyenne quadratique $v_c$ suivant la ligne de courant, est de la forme $1 - e^{-K(V - v_c)^2}$ suggérée

([2]) *Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut an der Technischen Hochschule Aachen*, Heft 6, 1927.

gérée par la théorie cinétique, lorsque $V > v_c$. Comme la vitesse moyenne quadratique est très sensiblement égale à $a_0\sqrt{2/3}$ et à $1/\sqrt{2}$ fois l'unité d'écart réduit, on a donc :

$$\frac{C - C_f}{C_i - C_f} = 1 - e^{-\frac{3}{4}\left(\sigma - \sqrt{\frac{2}{3}}\right)^2}.$$

On voit que la correction $C - C_f$ est négligeable lorsque l'écoulement est subsonique, puisque $e^{-3/4(1-\sqrt{2/3})}$ est alors supérieur à 0,975. Il n'en est pas de même aux grandes vitesses; en particulier, lorsque $\sigma > 4$, tout doit se passer pratiquement comme s'il s'agissait d'une mise instantanée en vitesse.

5. Si donc, tout d'abord, l'enroulement est *subsonique* à l'infini-amont ($\sigma_0 < 1$), on obtiendra la courbe de distribution des pressions en appliquant la théorie des sources et des puits à un fluide de vitesse $U_\alpha = V_0 - (V_0 - V'_A)\sin\alpha$. Si l'écoulement *est supersonique* ($\sigma_0 > 1$), on ne peut plus admettre que $f(\alpha)$ est égal à $\sin\alpha$ au point courant. Mais, à la base où $\alpha$ prend la valeur très faible $\alpha_B$ (nulle si l'ogive est tangente au corps cylindrique), on peut encore écrire : $U_{\alpha_B} = V''_0 - (V''_0 - V'_0)\sin\alpha_B$. On calcule alors $C_{f_B}$ puis $C_B$, comme il est dit au n° 4, et enfin $P_B/P_0 = 1 - C_B$. Soit A le point de la méridienne, d'inclinaison $\alpha_A$, où le nombre de Sarrau $\sigma_A$ est égal à 1. Un raisonnement simple, basé sur une remarque intuitive suggérée par une propriété de la théorie de Meyer pour les faibles angles de déviation, montre que

$$\frac{P}{P_A} = \left(\frac{P_B}{P_A}\right)^{\frac{\alpha_A - \alpha}{\alpha_A - \alpha_B}}.$$

Si, dès le sommet, $\sigma > 1$ (cas des ogives pointues aux grandes vitesses), le point A est confondu avec le sommet et $P_A$ s'obtient en affectant la compression $C_T$ donnée par la théorie de Taylor, de la correction

$$C - C_T = (C_i - C_T)\left[1 - e^{-\frac{3}{4}\left(\sigma_T - \sqrt{\frac{2}{3}}\right)^2}\right].$$

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la perturbation d'un problème de valeurs propres par modification de la frontière. Cas de la propagation des ondes électromagnétiques dans les guides cylindriques.* Note de M. **Robert Courtel.**

1. Les recherches théoriques sur la propagation des ondes électromagnétiques déci- et centimétriques dans les guides cylindriques conduisent à lier l'étude de la stabilité des ondes [1] au calcul de la perturbation des valeurs propres du problème

$$(1) \qquad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \alpha^2 u = 0$$

---

[1] L. Brillouin, *Bull. Soc. Fr. Électriciens*, 8, n° 94, 1938.

par une modification de la frontière, les conditions aux limites restant tes mêmes, (I) $u = 0$ pour les ondes de type électrique, (II) $(\partial u/\partial n) = 0$ pour les ondes de type magnétique; la propagation est représentée par un vecteur de Hertz parallèle aux génératrices, de mesure $\pi = u(x, y)\, e^{i(kct - k_z z)}$; la constante $\alpha^2$ ne peut prendre qu'une série discontinue de valeurs correspondant chacune à un régime de propagation déterminé, en particulier à une vitesse de phase $v_z = c(k/k_z)$ et une vitesse de propagation de l'énergie $g = c(k_z/k)$ bien définies [2]; on a $\alpha^2 = k^2 - k_z^2$.

Suivant un procédé fréquemment employé dans ce genre de questions, on peut résoudre le problème comme il suit : on se ramène d'abord à une modification de la condition aux limites sans changement de la frontière $C_0$, grâce à un développement de Taylor de la fonction cherchée au voisinage de la nouvelle frontière C; en se bornant provisoirement au premier ordre, cela donne, si l'on désigne par $u_0$ la solution du problème non perturbé, par $\varphi$ la perturbation $\varphi = u - u_0$, par $h$ la distance normale de $C_0$ à C, comptée positivement sur la normale extérieure à $C_0$

$$(2)\qquad \left\{\begin{aligned} &(\varphi)_{C_0} = -h\left(\frac{\partial u_0}{\partial n}\right)_{C_0} &&(\text{I}),\\ &\left(\frac{\partial \varphi}{\partial n}\right)_{C_0} = -h\left(\frac{\partial^2 u_0}{\partial n^2}\right)_{C_0} &&(\text{II}).\end{aligned}\right.$$

Si l'on désigne par $\varepsilon$ la perturbation de la valeur propre $\alpha_0^2$, on voit qu'à la même approximation $\varphi$ obéit à l'équation (3)

$$(3)\qquad \Delta\varphi + \alpha_0^2\varphi + \varepsilon u_0 = 0,$$

qu'il suffit maintenant de traiter par une méthode toute semblable à celle qui est utilisée dans la théorie des perturbations de l'opérateur : si l'on envisage d'abord le cas d'une valeur propre simple, on obtient avec les deux conditions possibles (I) et (II)

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} &\varepsilon \iint_{D_0} u_0^2\, d\sigma + \int_{C_0} h\left(\frac{\partial u_0}{\partial n}\right)^2 ds = 0 &&(\text{condition I}),\\ &\varepsilon \iint_{D_0} u_0^2\, d\tau + \int_{C_0} - h u_0 \frac{\partial^2 u_0}{\partial n^2}\, ds = 0 &&(\text{condition II}).\end{aligned}\right.$$

Si l'on a affaire à une valeur propre multiple d'ordre $l$, $u_0$ doit avoir la forme $u_0 = \Sigma a_i u_{0i}$; on emploiera successivement comme multiplicateurs les diverses fonctions de base $u_{0j}$ $(j = 1, 2, \ldots, l)$ correspondant à la valeur propre $\alpha_0$ et supposées orthogonales entre elles; on verra que $\varepsilon$ doit être solution de l'équation séculaire de degré $l$

$$(5)\qquad |s_{ji} - N_j^2 \delta_j^i \varepsilon| = 0,$$

---

[2] L. DE BROGLIE, *Problèmes de propagations guidées des ondes électromagnétiques*, Paris, 1941.

où l'on a posé

$$s_{ji} = \begin{cases} \int_{C} -h \frac{\partial u_{0j}}{\partial n} \frac{\partial u_{0i}}{\partial n} ds & \text{(condition I)}, \\ \int_{C_0} + h u_{0j} \frac{\partial^2 u_{0i}}{\partial n^2} ds & \text{(condition II)}, \end{cases} \qquad N_j^2 = \iint_{D_0} u_j^2 \, d\sigma,$$

les $a_i$ se tirant alors de (5)

$$(6) \qquad \sum_{i=1}^{l} a_i (s_{ji} - N_j^2 \delta_j^i \varepsilon) = 0.$$

Les conséquences que l'on peut tirer de (4), (5), (6) sont les mêmes que dans la théorie des perturbations de l'opérateur.

2. L'examen du cas particulier des guides à section circulaire conduit à des résultats intéressants qui paraissent susceptibles d'applications pratiques. La multiplicité des valeurs propres, si l'on met à part la coïncidence $E_1$, $H_0$, provient alors uniquement d'une dégénérescence *axiale*, c'est-à-dire de l'indétermination du plan de polarisation des ondes $u = J_m(\alpha\rho)\{\cos m\theta, \sin m\theta\}$ (les ondes $E_0 H_0$ sont simples et possèdent la symétrie de révolution). L'existence d'une déformation localisée au voisinage de $\theta = 0$ (cannelure ou rainure du tube), ou répétée régulièrement aux points $\theta = n(\pi/m)$ (guide *cannelé*), a pour effet d'avancer ou retarder la composante $u$ en $\cos m\theta$ sans modifier sensiblement la propagation de l'onde en $\sin m\theta$, donnant ainsi au guide les propriétés bien connues d'un milieu optique anisotrope uniaxe vis-à-vis des ondes polarisées se propageant perpendiculairement à l'axe. On doit toutefois observer que cette analogie ne peut être complète, les valeurs de l'indice et la loi de dispersion étant essentiellement différentes dans les deux cas.

Les perturbations $\varepsilon_1$ et $\varepsilon_2$ ou $\varepsilon_0$ de $\alpha_0^2$ sont données par

$$(7) \qquad \begin{cases} \varepsilon_1 = -2\alpha_0^2 \frac{\delta S}{S_0}, \quad \varepsilon_2 = 0 & (m \neq 0), \\ \varepsilon_0 = -\alpha_0^2 \frac{\delta S}{S} & (m = 0), \end{cases}$$

où $\delta S$ représente la variation d'aire $S - S_0$ due aux cannelures.

Remarquons que $\varepsilon_0$ a le signe contraire de $\delta S$, en conformité avec la règle de Brillouin $\alpha^2 S = \text{const.}$ pour des sections homothétiques. On voit, d'autre part, que la composante en $\cos m\theta$ est avancée lorsque $\delta S < 0$, c'est-à-dire que la vitesse de propagation de la phase est accrue et la vitesse de l'énergie diminuée. Cet effet prend une importance d'autant plus grande que l'on se trouve plus près du diamètre de coupure; dans des conditions déterminées, la composante en $\cos m\theta$ peut être complètement arrêtée ($v_z \infty$, $g = 0$) par une déformation convenablement choisie ($\delta S < 0$); le tube fonctionne alors comme polariseur.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Inexistence d'un prétendu paradoxe observé à propos de la solubilité du gypse dans les solutions de chlorure de sodium.* Note de Mlle **Jeanne Forêt**†, présentée par M. Charles Mauguin.

On sait que le gypse est plus soluble en solution de NaCl que dans l'eau pure. Certains auteurs, étudiant cette solubilité en fonction de la teneur en NaCl de la solution, sont arrivés à des résultats assez inattendus. Cameron (1), tout d'abord, indiqua une courbe de solubilité avec maximum à 140g de NaCl par litre; puis Cloez (2) en indiqua une seconde supérieure à la précédente. C'est à leur suite qu'Anselme (3) précisa qu'il existait deux courbes : l'une correspondant à l'équilibre entre cristaux et solution obtenu par simple dissolution, l'autre à l'équilibre obtenu par évaporation, la seconde se plaçant au-dessus de la première. De plus, Anselme indiquait que, dans ce dernier cas, la concentration moléculaire en chaux de la solution est supérieure à sa concentration moléculaire en acide sulfurique. Des résultats aussi curieux pouvaient avoir, du point de vue des conceptions géologiques, des conséquences importantes. Leur contrôle a fait l'objet de ce travail.

On a fait dissoudre, d'une part, par agitation dans des solutions de NaCl, du gypse pulvérisé jusqu'à teneur constante de la solution. On a dosé Cl, $SO^4$ et Ca dans la liqueur claire.

D'autre part, partant de solutions à teneur en NaCl moitié moindre que les précédentes, on les a saturées en gypse, on les a fait évaporer de façon à réduire leur volume de moitié, et on les a agitées pour obtenir l'équilibre. Comme précédemment, on a dosé dans la liqueur claire Cl, $SO^4$ et Ca. Ces dernières solutions ont des teneurs en NaCl à peu près égales aux premières; mais, d'après Anselme, la solubilité du gypse devrait y être supérieure.

Voici en réalité les résultats obtenus à 19° :

| Solutions obtenues par dissolution (g/l) | | Solutions obtenues par évaporation (g/l) | |
|---|---|---|---|
| NaCl. | $SO^4$Ca. | NaCl. | $SO^4$Ca. |
| 10 | 3,57 | – | – |
| 51 | 5,69 | 55 | 5,87 |
| 108 | 6,95 | 95 | 6,80 |
| 139 | 7,20 | 127 | 7,18 |
| 206 | 6,89 | 204 | 6,94 |
| 301 | 5,68 | 303 | 5,61 |

On voit que ces deux séries d'expériences donnent les mêmes résultats. Et si l'on porte en abscisses le poids de NaCl contenu dans la solution, en ordonnées

(1) *Bull. Soc. Chim.*, **28**, 1902, p. 58.
(2) *Bull. Soc. Chim.*, (3), **29**, 1903, p. 167.
(3) *Thèse de Doctorat d'Université*, Marseille, 1904.

le poids de $SO^4Ca$ dissous, ces deux séries de chiffres se placent bien sur une même courbe, qui est très approximativement la courbe inférieure d'Anselme.

On peut expliquer ainsi l'erreur de la courbe supérieure : Au cours de l'évaporation, l'équilibre entre cristaux et solution s'établit bien au voisinage des cristaux, mais, par suite de la lenteur de la diffusion dans le liquide immobile, la solution, à une certaine distance, se trouve bientôt sursaturée. Il est nécessaire d'agiter pour que l'équilibre s'établisse. Cette dernière précaution n'a peut-être pas été observée par les auteurs précédents. Voici, par exemple, les teneurs en $SO^4Ca$ à partir d'une solution à 50g par litre au cours de son évaporation.

| | | | Évaporation de moitié | |
|---|---|---|---|---|
| | Avant évaporation. | Évaporation de 1/6. | avant agitation. | après agitation. |
| NaCl (g)....... | 50 | 60 | 100 | 100 |
| $SO^4Ca$ (g)..... | 5,69 | 6,09 | 7,11 | 6,80 |

En outre, Anselme signale que les solutions, après évaporation, ont une teneur en chaux supérieure à celle que comporte la formation de $SO^4Ca$, ce qui indiquerait une précipitation de $SO^4Na^2$, soit sous forme de sel simple, soit de sel double avec $SO^4Ca$. Le précipité, trop peu abondant pour permettre une analyse chimique, a été examiné aux rayons X. Le spectre obtenu ne comporte que les seules raies du gypse et de NaCl. L'origine de l'erreur d'Anselme est sans doute la suivante : en solution très chargée en NaCl, le dosage de la chaux par l'oxalate comporte une erreur par excès, en même temps que le dosage de $SO^4H^2$ par les sels de Ba, une erreur, beaucoup moindre, par défaut. Les dosages de $SO^4$ et de Ca effectués correctement après deux précipitations de l'oxalate, sur un seul prélèvement contenant 300g de NaCl par litre, ont conduit aux résultats suivants :

| | |
|---|---|
| $SO^4Ca$ calculé à partir de la chaux............ | 5,61 g/l |
| $SO^4Ca$ » » du sulfate............. | 5,60 » |

Les résultats impliquent les conclusions suivantes :

1° Le gypse n'admet, comme on pouvait le prévoir, qu'une seule courbe de solubilité;

2° Il n'y a pas de précipitation de $SO^4Na^2$ avec le gypse au cours de l'évaporation des solutions.

*Sur la Note de Mlle Jeanne Forêt ayant pour titre : Inexistence d'un prétendu paradoxe observé à propos de la solubilité du gypse dans les solutions de chlorure de sodium.* Note de M. **Charles Mauguin.**

Mlle Jeanne Forêt, Docteur ès sciences, Assistante à la Faculté des Sciences de Paris, est décédée le 15 août dernier, peu de jours après la rédaction de sa Note.

C'est à ma demande qu'elle avait repris l'étude de la solubilité du gypse dans l'eau salée. Les auteurs qui avaient travaillé avant elle étaient arrivés à ce résultat paradoxal qu'il existe deux solubilités différentes, selon que l'on opère par dissolution directe ou par évaporation, et certains géologues prétendaient tirer de là des conséquences importantes concernant la formation du gypse dans les marais salants. Il résulte nettement des expériences de Mlle Forêt que le paradoxe n'existe pas. Il n'y a qu'une seule et même courbe de solubilité du gypse dans l'eau salée, quel que soit le mode opératoire, pourvu que l'on assure, par agitation, l'équilibre entre les cristaux et la solution.

CHIMIE DES COLLOÏDES. — *Caractère stœchiométrique de la dispersion protégée d'un précipité minéral très peu soluble.* Note de MM. **Martial-Félix Taboury** et **Jean Salvinien**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les sels ou les gels de colloïdes stables ont la propriété de maintenir à un état de dispersion très élevée un grand nombre de précipités minéraux qui se forment *en leur présence* par réaction chimique. Cette action des colloïdes stables n'est pas identique au pouvoir protecteur ordinaire tel qu'il a été découvert par Faraday, car elle se manifeste *dès la formation* du corps insoluble et maintient celui-ci dans un état de dispersion si grande, qu'elle atteint probablement dans bien des cas la dispersion moléculaire. Nous dirons que dans ces conditions le précipité est à l'état de *dispersion protégée*.

Le phénomène s'étudie facilement avec les sols grâce à la *méthode des mélanges*.

Appelons $N_f$ le nombre de molécules du corps insoluble formées dans un litre du mélange final, obtenu en versant l'une dans l'autre deux portions égales du sol hydrophile auxquelles on a déjà ajouté séparément les réactifs en solutions équinormales. En faisant varier le volume de ces réactifs et en complétant avec de l'eau distillée, on peut faire varier $N_f$ tout en maintenant constante la concentration finale $C_f$ du sol en colloïde protecteur.

A concentration finale $C_f$ constante, lorsque $N_f$ est suffisamment petit, on constate qu'aucun précipité n'apparaît. Le nombre de molécules dispersées est alors égal au nombre $N_f$ de molécules formées.

Lorsque $N_f$ croît régulièrement, il atteint une valeur S pour laquelle un précipité commence juste à apparaître. S caractérise le *seuil de précipitation.*

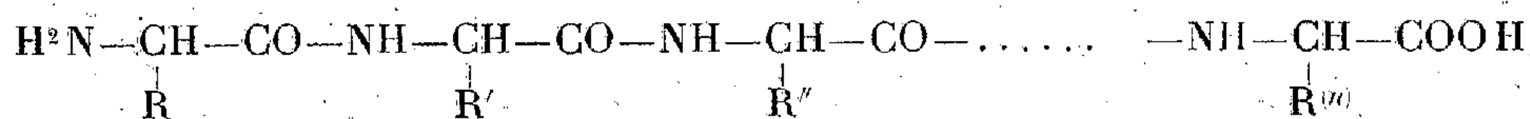
Au delà du seuil, le nombre $N_d$ de molécules protégées est évidemment inférieur à $N_f$. En général, il décroît puis s'annule pratiquement. Dans tous les cas le précipité contient de la gélatine et du corps insoluble.

Le seuil de précipitation joue un rôle important dans un certain nombre de phénomènes : précipitations rythmiques, photographie, réactions biologiques etc. Nous en avons étudié les variations avec le système gélatine-hydroxyde ferrique en fonction de la concentration en gélatine. L'hydroxyde ferrique a été choisi pour sa très faible solubilité.

Le seuil de précipitation est *stable* et beaucoup mieux défini, par exemple, que l'indice d'or de Zsigmondy. Il est à peu près indépendant de la qualité et des traitements antérieurs de la gélatine. Quand la dilution du sol est suffisamment élevée, il ne dépend pas de la température. Enfin, les impuretés normales du colloïde protecteur agissent peu sur lui.

Si l'on augmente progressivement la dilution du sol, on constate qu'au seuil de protection le *rapport de la masse du corps dispersé à la masse du colloïde protecteur* croît d'abord rapidement, puis demeure *constant aux grandes dilutions*, tandis que la précipitation devient totale, entraînant la totalité de la gélatine et de l'hydroxyde ferrique. La limite de ce rapport est la même pour des températures très différentes (10°, 60°, 80°). Il s'agit là d'un très net *caractère stœchiométrique*. Ces résultats font penser que la dispersion protégée est probablement un *phénomène chimique*.

On peut faire l'hypothèse suivante : la gélatine est formée de longues chaînes aminées de la forme (1)



dans lesquelles les radicaux R, R′, R″, ..., $R^{(n)}$ sont en nombre limité et souvent identiques.

Ces chaînes sont vraisemblablement liées entre elles dans l'espace par des valences complémentaires qui partent d'un radical (CO) d'une chaîne, pour aboutir à un radical (NH) d'une autre chaîne, avec mise en jeu intermédiaire de molécules d'eau. L'ensemble présente une structure réticulaire sans éléments de symétrie, susceptible de s'organiser comme celle d'un cristal sous des influences extérieures orientées. Dans cette structure le *motif de répétition moyen* est —NH—CH(R)—CO—.

Quand la gélatine est à l'état de sol, les liaisons complémentaires tendent à se relâcher, et cela d'autant plus que la dilution est plus grande. Il est probable que la gélatine fixe l'hydroxyde ferrique par la mise en jeu de ces valences complémentaires. A la limite, quand la gélatine est complètement saturée, chacun de ces motifs doit retenir une molécule d'hydroxyde ferrique.

Nos essais montrent que la masse de gélatine associée à une molécule-gramme d'hydroxyde ferrique est de 130$^{g}$. D'après l'hypothèse proposée, cette masse serait celle du motif de répétition *moyen*. En utilisant des résultats obtenus par voie chimique (2), ou par voie physique (3), il est possible

(1) L. MEUNIER, *La gélatine* (Conférence n° 304, Centre Doc. Chim., Paris).

(2) H. D. DAKIN, *J. Biol. Chem.*, 44, 1920, p. 449.

(3) J.-J. TRILLAT, *Les applications des Rayons X* (Conf. Rapp., Paris, *Presses Univ.*, 1930).

d'apprécier indépendamment cette masse. Les nombres ainsi trouvés sont du même ordre de grandeur que les nôtres. Des déterminations plus précises pourront être effectuées lorsqu'on saura fractionner la gélatine.

BOTANIQUE. — *L'histologie de la feuille des* Plectaneia *malgaches*. Note (¹) de MM. **Gustave Malcuit** et **Roger David**.

Le genre *Plectaneia* a été récemment bien étudié au point de vue morphologique par H. Jumelle et M. Perrier de la Bâthie; ce dernier a puissamment contribué à faire connaître sa répartition géographique. Jusqu'à cette époque, ce genre était mal connu. Trois espèces avaient été décrites en 1895. En 1934 H. Jumelle (²) caractérisa les onze espèces que nous connaissons dans la forme et les dimensions des feuilles des pièces florales et des fruits. Aucune étude anatomique d'ensemble n'ayant été effectuée, nous avons pensé que l'observation des échantillons de M. Perrier de la Bâthie, provenant de diverses régions de l'île, nous permettrait de donner les caractères histologiques des feuilles dont la structure fournit souvent des données précieuses pour établir les affinités des espèces. Et malgré le grand polymorphisme foliaire de ces végétaux, les aspects particuliers que présentent chacun des tissus constitutifs du limbe, la disposition et la forme des divers éléments de la méristèle permettent non seulement d'établir les affinités spécifiques, mais surtout de distinguer les diverses espèces du genre, une classification d'ordre histologique venant ainsi confirmer les données de la morphologie. Ce sont donc ces caractères histologiques de la feuille adulte *typique* que nous allons succinctement énumérer ci-après, tout en faisant ressortir les variations présentées par les différents tissus. Chez toutes les espèces, l'épiderme inférieur est en général constitué par des cellules beaucoup plus petites que celles de l'épiderme supérieur, et des lacticifères s'observent autour de la méristèle. De plus, les parenchymes palissadique et lacuneux contiennent des cellules qui se distinguent des autres par leur contenu coloré en jaune brun. Le tissu lacuneux est toujours constitué par deux sortes de cellules, les unes petites et plus ou moins irrégulières, les autres plus grandes et souvent rameuses. Mais, parmi les petites cellules, chez la plupart des espèces, celles qui se trouvent situées immédiatement au-dessus de l'épiderme inférieur sont assez régulièrement allongées et disposées perpendiculairement à cet épiderme. Elles forment ainsi comme une sorte de tissu palissadique plus ou moins irrégulier et à une seule rangée de cellules. Trois espèces seulement sur onze (*P. Thouarsii*, *P. Boivini P. macrocarpa*) ne possèdent pas ce tissu. Le *P. thouarsii* est caractérisé par le fait que son parenchyme lacuneux est constitué par les petites cellules qui délimitent

(¹) Séance du 6 septembre 1943.

(²) *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 995.

d'assez larges espaces, les grandes cellules étant très peu représentées. La méristèle présente la forme d'un arc d'assez grand rayon et de nombreuses fibres sclérifiées se disposent tout autour du faisceau bicollatéral.

Chez le *P. Boivini*, ce sont les cellules rameuses qui occupent la plus grande place dans le tissu lacuneux. Quant au tissu palissadique, sa hauteur *relative* est sensiblement la même que dans l'espèce précédente ; l'épaisseur totale du limbe est toujours beaucoup plus réduite. Les grandes cellules colorées du tissu assimilateur confinent également à l'épiderme supérieur. Enfin dans la nervure principale, le faisceau du bois affecte la forme d'un V ouvert.

Le *P. macrocarpa* diffère du précédent par un certain nombre de caractères très nets : disposition en arc de cercle du tissu ligneux, liber interne à peine plus épais que le liber normal.

Chez les huit autres espèces dont le tissu lacuneux est formé comme nous l'avons vu par les deux sortes de cellules à peu près également représentées, on observe ce pseudo-tissu palissadique inférieur que nous avons signalé et qui peut d'ailleurs être très irrégulier. En outre, pour toutes ces espèces, la longueur des grandes cellules du parenchyme assimilateur est égale à la hauteur de ce tissu. C'est la très petite taille de la méristèle, toujours égale ou inférieure à l'épaisseur de la feuille, qui permet de caractériser d'emblée, parmi ces espèces à tissu pseudo-palissadique inférieur, le *P. microphylla* et *P. stenophylla*. Pour ce dernier, dont l'arc ligneux a une longueur à peu près égale à l'épaisseur du limbe, la hauteur du tissu palissadique est égale au 1/3 environ de cette dimension. Le *P. microphylla*, qui possède certainement la plus petite méristèle (la longueur de l'arc ligneux n'étant que la moitié de l'épaisseur foliaire), diffère du précédent par la hauteur du parenchyme palissadique ici plus réduite et par l'agencement du tissu pseudo-palissadique inférieur qui apparaît ici assez net et régulier. Le *P. rhomboidalis* se caractérise : par la disposition du bois qui affecte, soit la forme d'un V très largement ouvert, soit, plus souvent, celle d'un arc semi-circulaire ; par son tissu pseudo-palissadique aux cellules plus ou moins irrégulières et quelquefois assez peu rapprochées ; enfin par son parenchyme assimilateur dont la faible épaisseur est comprise entre le 1/4 et le 1/5 de l'épaisseur du limbe.

Un caractère commun à toutes les autres espèces est donné par l'arc ligneux dont la longueur est inférieure à une demi-circonférence. Parmi elles, le *P. elastica* se reconnaît à la forme très allongée des grandes cellules palissadiques, à la disposition assez régulière des petites cellules confinant à l'épiderme inférieur et aux larges lacunes du parenchyme lacuneux. C'est la taille relativement grande des cellules de l'épiderme inférieur dont la hauteur est peu différente de celle de l'épiderme supérieur qui permet de séparer le *P. isalensis* des trois autres espèces. Chez le *P. firingalavensis*, les espaces compris entre les diverses cellules du parenchyme lacuneux sont si réduits qu'ils constituent plutôt des méats que de véritables lacunes. Au surplus, les cellules

colorées de ce tissu sont ici de même taille que les autres cellules, caractère que l'on ne retrouve pas chez les deux espèces suivantes. Enfin le *P. inutilis* et le *P. Hildebrandtii* ont une structure foliaire très voisine, et l'on ne semble pouvoir les distinguer que par les dimensions relatives de la méristèle. Chez le *P. inutilis*, la longueur de l'arc ligneux est huit à dix fois supérieure à son épaisseur alors qu'elle est inférieure à cette dimension chez le *P. Hildebrandtii*.

En définitive l'ensemble de tous ces caractères distinctifs d'ordre histologique portant sur la feuille des *Plectaneia* apporte une contribution nouvelle à l'étude de ces intéressants végétaux de Madagascar, et vient confirmer nettement l'individualité des espèces créées par H. Jumelle et M. Perrier de la Bâthie.

PARASITOLOGIE. — *Hyperparasitisme et castration parasitaire par un Sporozoaire chez un Cestode.* Note de M. **Robert-Philippe Dollfus**, présentée par M. Charles Pérez.

En août 1932, au laboratoire du Domaine universitaire de Richelieu (Indre-et-Loire), à l'autopsie de plusieurs écureuils *Sciurus vulgaris* L., j'ai trouvé communément dans l'intestin des *Catenotænia dendritica* (Gœze).

Chez quelques individus de ce Cestode, le strobile, par places, avait un aspect crayeux et opaque contrastant nettement avec l'aspect normal, translucide, d'un blanc laiteux, du reste de la chaîne.

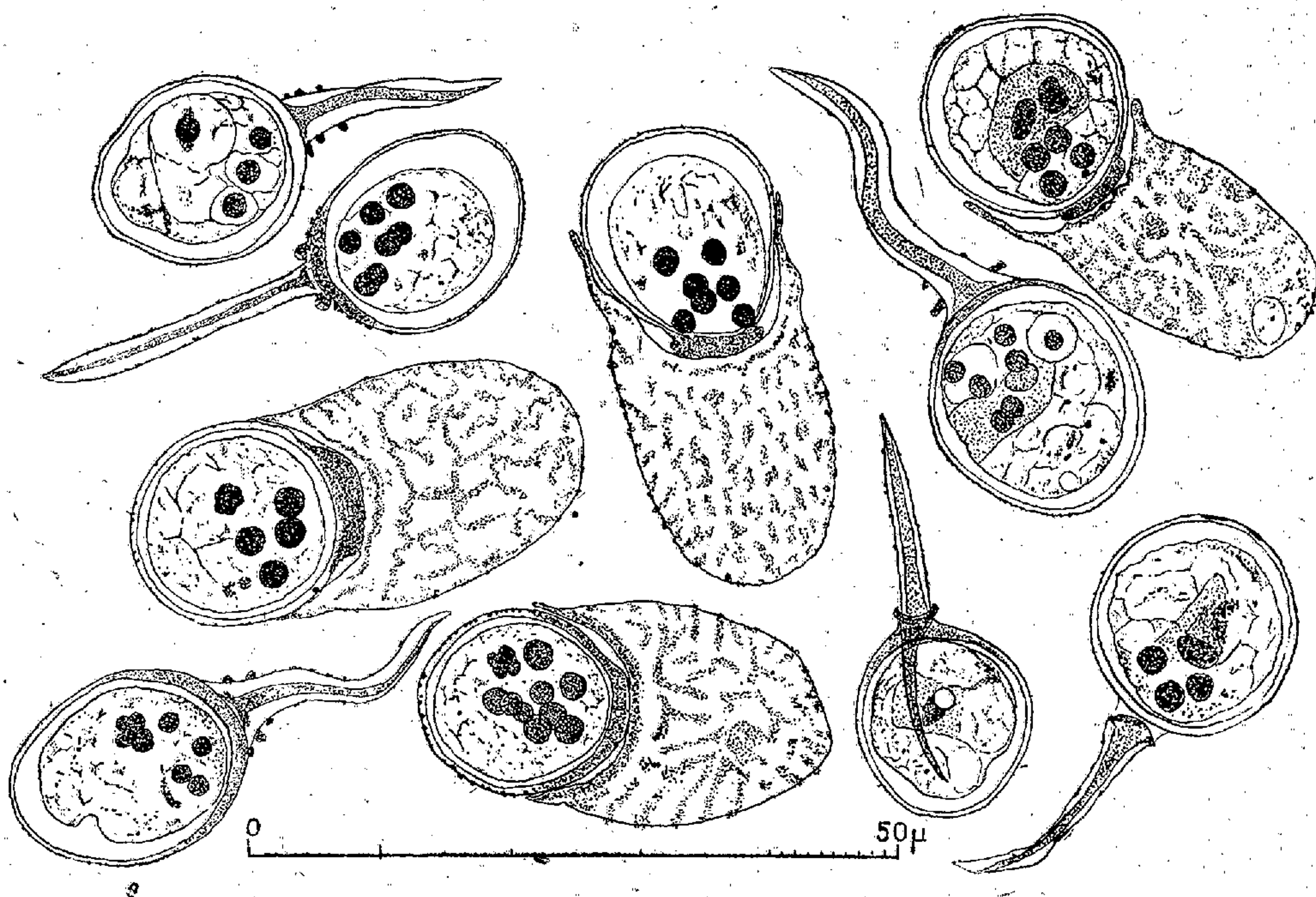
L'examen microscopique me montra que, dans ces parties d'aspect différent, mais dans ces parties seulement, les organes du Cestode étaient détruits, ou en voie de dégénérescence. Les tissus médullaires étaient infiltrés par un Protozoaire parasite ayant envahi le parenchyme et détruit les glandes génitales, amenant une castration parasitaire totale : testicules, vitellogènes, ovaire, utérus, œufs, étaient remplacés par le pullulement d'un microorganisme que je rapporte à la classe des Sporozoaires et provisoirement à la sous-classe des Haplosporidies, attendant de pouvoir préciser ses affinités. Lorsque, en 1941 (¹), j'ai signalé la découverte de cet hyperparasite, je l'ai attribué au genre *Urosporidium* (M. Caullery et F. Mesnil 1905); je le désigne ici sous le nom d'*Urosporidium Charletyi*, n. sp. (²), mais son attribution à ce genre doit être considérée comme provisoire.

Sur coupes colorées à l'hématoxyline ferrique, ce protiste énigmatique mesure de 36 à 40$^{\mu}$ de long sur 17 à 19$^{\mu}$ de large et apparaît comme composé de deux parties : une spore et un appendice. La spore, subsphérique, avec

(¹) Robert-Ph. Dollfus, *Titres et Travaux scientifiques*, Paris, 1941, 4°, p. 34.

(²) En l'honneur de M. Sébastien Charléty, Membre de l'Institut, qui, Recteur de l'Université de Paris, accorda toutes facilités au Professeur Émile Brumpt pour la fondation de la Station expérimentale de l'Institut de Parasitologie, au Domaine universitaire de Richelieu (Indre-et-Loire).

un diamètre d'environ 16µ,5 (15 à 17µ), ou parfois ovale (15 × 18µ), a une paroi épaisse de moins de 1µ, sauf à son pôle postérieur (par lequel elle est en contact avec l'appendice), où l'épaisseur peut dépasser 1µ. La surface sporale externe présente de très fines granulations en relief. Dans son épaisseur, la paroi sporale apparaît claire, sauf à son pôle postérieur, obscurci par de fines granulations noires. A l'intérieur de la spore, se trouve une masse protoplasmique réticulée, qui n'est pas en conctact avec la paroi; elle contient de gros grains sphériques, irrégulièrement disposés, dont le diamètre est




Sporozoaire parasite de *Catenotænia dendritica* (Gœze) de *Sciurus vulgaris* L.
Richelieu (Indre-et-Loire).

Sporozoaire énigmatique hyperparasite chez *Catenotænia dendritica* (Gœze) de l'Écureuil, d'après une coupe colorée à l'hématoxyline ferrique. Quatre individus sont vus suivant des sections tangentielles ou frontales et six suivant des sections plus ou moins sagittales.

d'environ 2µ; ils se colorent intensément en noir par l'hématoxyline et semblent constitués par de la chromatine; sur une même coupe de spore, j'en ai compté jusqu'à 19. Parfois le réticulum cytoplasmique paraît se condenser autour de quelques-uns de ces grains, donnant une vague apparence de cellules munies chacune de leur noyau.

L'appendice est plat, linguiforme, large de 14 à 18µ, long d'environ 18µ sur la ligne médiane; son bord antérieur présente une concavité où s'insère la spore, ses deux bords latéraux se prolongent antérieurement chacun par une lanière; celles-ci s'avancent de part et d'autre de la spore, l'embrassant en partie. La surface de cet appendice linguiforme est ornée de granulations en

relief, colorées en noir, formant des dessins irréguliers; quelques-unes de ces granulations, volumineuses, apparaissent sur des coupes sagittales comme de fortes saillies à proximité de l'attache avec la spore; peut-être ces saillies sont-elles annulaires. Dans l'épaisseur de l'appendice se trouve une lame intermédiaire aux faces; elle présente antérieurement, au niveau de son union avec la spore, un élargissement qui se colore avec intensité en noir et paraît, vu de face, former en quelque sorte un segment intermédiaire.

Tous les individus que j'ai rencontrés sont au même stade; je n'ai pas, jusqu'à présent, observé de stades de division, ni de stades plus jeunes ou plus âgés, et je ne puis rien présumer du cycle évolutif ni du mode d'infestation de l'hôte.

Ce Sporozoaire, à ce stade, ne peut entrer dans aucun genre connu, mais je préfère ne pas proposer pour lui un genre nouveau tant que je n'aurai pas obtenu de nouveaux renseignements sur sa biologie et sa morphologie.

**La séance est levée à 15h30m.**

A. Lx.

---

## *ERRATA.*

(Séance du 26 juillet 1943.)

Note de M. *Guy Littaye*, Sur une théorie de la pulvérisation des jets liquides :

Page 100, ligne 9, *au lieu de* proportionnelle au diamètre du jet, *lire* proportionnelle à la racine carrée du diamètre du jet.

Page 99, légende de la figure, omise à la mise en pages : Domaine d'existence des trois régimes de résolution. I, guttation; II, pulvérisation; III, atomisation.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 20 SEPTEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

SÉROTHÉRAPIE. — *Action d'un sérum spécifique, antitoxique et antimicrobien, contre la toxi-infection expérimentale typhoïdique.* Note de M. **HYACINTHE VINCENT**.

Depuis la découverte de l'agent pathogène de la fièvre typhoïde par Eberth et par Gaffky, des recherches très nombreuses ont été effectuées en France et à l'étranger en vue d'obtenir un sérum efficace contre cette maladie. Il est remarquable que cette toxi-infection spéciale à l'homme et fortement immunisante n'ait pu donner lieu à une méthode sérothérapique active. Les constatations que j'ai précédemment exposées en apportent sans doute l'explication (1). Les techniques adoptées jusqu'ici visaient en effet l'immunisation des chevaux producteurs de sérum contre le seul antigène somatique du bacille (2). En outre, fréquemment compliquées ou prolongées, parfois trop brèves, elles avaient pour effet de négliger, d'atténuer ou même d'annihiler la toxine entérotrope lorsqu'elle existait. Enfin et surtout, les animaux n'étaient pas et ne pouvaient pas être immunisés contre la toxine neurotrope dont j'ai signalé la grande importance. Sa production difficile et exigeant des conditions de culture spéciales, son extrême fragilité, peuvent expliquer pourquoi elle avait échappé jusqu'ici aux recherches de laboratoire.

L'évolution clinique et anatomo-pathologique de la fièvre typhoïde est, en effet, ainsi que je l'ai montré, sous la dépendance conjuguée non seulement du bacille (qu'on retrouve après la mort dans le sang et dans tous les organes), mais encore de sa double sécrétion toxique, neurotrope et entérotrope, qui commande, à la fois, les symptômes dominants et les lésions essentielles de la maladie.

En conséquence, l'immunisation des chevaux doit viser non seulement la

---

(1) *Comptes rendus*, **214**, 1942, pp. 401 et 525; **216**, 1943, p. 860.

(2) Le contrôle du pouvoir agglutinant ou précipitant, encore invoqué comme décisif par certains auteurs, *n'offre aucune signification immunigène*.

neutralisation du bacille pathogène, *mais encore et surtout celle de ses toxines spécifiques*. C'est en me basant sur ces principes fondamentaux, vérifiés par des expériences très nombreuses et poursuivies pendant une longue période d'années, que j'ai soumis à l'immunisation prudente et progressive plusieurs chevaux mis à ma disposition par l'État. L'action du sérum ainsi obtenu a été éprouvée sur les animaux de laboratoire et plus spécialement sur le cobaye. On leur a inoculé des races de bacille typhique ayant acquis une virulence exceptionnelle par passages successifs du microbe chez les cobayes auxquels on a injecté simultanément, sous la peau, une solution hypertoniqne de NaCl à 10 %, dans la proportion de $1^{cm^3}$ pour $100^g$ du poids de l'animal ([3]). D'autre part, on a injecté à un autre groupe de cobayes, soumis au même contrôle, la double toxine neurotrope et entérotrope. La première technique renforce rapidement, à partir du quatrième ou du cinquième passage, la virulence du bacille inoculé : sa multiplication chez l'animal est presque immédiate. Tous les témoins inoculés, du poids de 300 à $350^g$, meurent, sans exception, en 12 à 16 heures. La même et totale mortalité est observée chez les cobayes de même poids ayant reçu le mélange des deux toxines; ils succombent même un peu plus rapidement que les précédents.

En raison de l'évolution suraiguë de ces inoculations, il convient évidemment, pour apprécier l'activité antimicrobienne et antitoxique du sérum en expérience, de l'injecter aux animaux à une période qui en permette la résorption préalable totale et, par suite, l'action neutralisante à l'égard des bacilles inoculés et de leurs toxines si actives. A cet effet, le sérum a été injecté sous la peau 18 heures avant l'inoculation. Les doses de sérum expérimentées ont été comprises entre $0^{cm^3},1$, $0^{cm^3},05$ et $0^{cm^3},01$. Un groupe de 17 cobayes infectés ou intoxiqués comme il a été dit, ayant reçu la dose la plus faible de sérum, savoir 1/100 de centimètre cube de celui-ci dilué dans 1 ou $2^{cm^3}$ d'eau physiologique, n'a donné aucun décès. L'un des animaux, pesant $310^g$, a été malade pendant quelques heures, mais s'est entièrement rétabli. Les doses plus élevées de sérum ont fourni, il va sans dire, des résultats confirmatifs des précédents.

Le sérum expérimenté s'est donc montré d'une forte activité antitoxique et antimicrobienne.

Faite seulement 2 heures avant l'injection de la culture hypervirulente ou de la toxine, celle du sérum n'a pas le temps suffisant pour être intégralement résorbée et d'exercer son action neutralisante. Les animaux inoculés sont malades et succombent dans près de la moitié des cas, mais beaucoup plus lentement que les témoins. Toutefois si l'injection du sérum est faite à la dose de $0^{cm^3},10$ dans le péritoine et si elle est renouvelée toutes les 10 minutes à trois

---

([3]) Cette méthode annihile pendant quelques heures, la résistance du cobaye à l'infection. L'animal ayant reçu la solution hypertonique devient, peu après, immobile et garde une inappétence complète. Son sang présente une hypoleucocytose très prononcée.

ou quatre reprises, l'animal survit presque toujours. L'arrêt et la guérison complète des symptômes initiaux sont obtenus en 6 à 15 heures. Sur 11 cobayes ainsi traités, 2 ont été malades pendant environ 24 heures et se sont rétablis. L'un des cobayes est mort.

L'activité du sérum expérimenté a donc été très forte eu égard à l'extrême sévérité des épreuves. L'évolution que la fièvre typhoïde affecte chez l'homme, même dans ses formes les plus graves, est beaucoup plus prolongée et ne saurait évidemment être comparée à celle de la toxi-infection expérimentale à marche suraiguë, presque foudroyante qu'elle présente chez le cobaye dans les conditions exposées ci-dessus.

Je ferai connaître ultérieurement les résultats donnés par le sérum chez des malades atteints de fièvre typhoïde. Sa préparation a été brusquement interrompue par suite des événements présents.

## CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Ch. Berthelot. *La tourbe, exploitation et conditionnement. Gazogènes à tourbe, tourbe textile, tourbe engrais.* Préface de M. A. Kling. Deuxième édition (présenté par M. L. Guillet).

2° Ém. Herrera. *Cartes orthométriques à double projection. Le monde orthométrique, notice descriptive, instruction, emploi*, et *Le monde en représentation orthométrique, Feuille « Le Pacifique »* (présenté par M. G. Perrier).

CARTOGRAPHIE. — *Sur les Cartes orthométriques à double projection.* Note de M. **Émile Herrera**, présentée par M. Georges Perrier.

Soient deux projections du globe terrestre, l'une sur le plan de l'équateur, l'autre sur le plan méridien. La distance en ligne droite entre deux points de la surface de la Terre est donnée par l'hypoténuse du triangle rectangle dont le premier côté de l'angle droit est formé par la distance entre la projection de ces deux points sur le plan équatorial, le deuxième côté de l'angle droit étant donné par l'écartement entre les parallèles passant par la projection des deux points en question, sur le plan méridien. Tel est le principe de *nos Cartes orthométriques à double projection.*

La Terre y est représentée par sa projection sur le plan équatorial (*projection polaire P. P.*) d'une part. Elle y est figurée d'autre part par sa projection sur un cylindre passant par les parallèles 45° N. et S. (*projection cylindrique P. C.*). Cette dernière projection spéciale a été choisie au lieu de la pro-

jection sur le plan méridien car, tout en conservant l'écart entre les parallèles, elle donne les aires à échelle constante; les méridiens et les parallèles y sont des droites perpendiculaires; enfin, elle offre, dans son ensemble, avec la P. P. le moyen de représenter toute la surface terrestre sous le plus petit maximum de déformation d'échelle ($\sqrt{2}$).

Ce procédé a été employé pour la Carte *Le Monde orthométrique* en deux feuilles, à l'échelle de 1/25500000 sur les parallèles de la P. P.; je fais hommage à l'Académie de l'une des deux, la feuille *Le Pacifique*.

Pour trouver, par exemple, la distance entre Honolulu (H) et Melbourne (M), on forme le triangle XYC dont les côtés sont :

X, distance HM sur la P. P.
Y, distance entre les parallèles de H et de M sur la P. C.
L'hypothénuse C serait, la distance en ligne droite (corde) de H à M à l'échelle de 1/25500000.

Cette longueur C, rapportée sur l'échelle kilométrique circulaire entourant l'équateur de la P. P. donnerait la distance D à vol d'oiseau, soit 8875$^{km}$.

En outre, la distance S (prise entre l'extrémité de la distance D sur l'échelle circulaire et le méridien passant par l'origine O de cette échelle) peut être reportée à partir de M sur la P. P. jusqu'à couper en H′ le méridien de H. Cette distance S ainsi reportée donne l'angle PH′M (Sud 43°38′ Ouest) égal à l'azimut de M vue de H. Cette même distance S portée à partir de H jusqu'à couper le méridien de M donnerait également l'azimut de H vu de M.

Les distances et les azimuts entre deux points quelconques ainsi trouvés, le procédé permet de résoudre tous les problèmes de navigation astronomique et par relèvements radio, ainsi qu'il est exposé dans la brochure explicative.

La Carte *Le Monde orthométrique* possède sur les autres formes de planisphères, l'avantage de représenter la totalité de la Terre sous la plus petite déformation en permettant, en même temps, la mesure directe des surfaces, des distances en ligne droite et à vol d'oiseau et des azimuts, comme sur un globe de 50$^{cm}$ de diamètre, mais sans que cela nécessite l'emploi de compas sphérique ni de rapporteur flexible. Sa précision est suffisante pour les renseignements généraux, pour les applications séismologiques de détermination des épicentres et même pour la navigation par radio-relèvement. Car elle permet la mesure des angles azimutaux avec une précision beaucoup plus grande que celle que donnent les radiogoniomètres.

Ce même procédé est adapté à la navigation aérienne ou maritime astronomique qui requiert une plus grande précision, grâce aux *Cartes orthométriques de navigation* représentant l'ensemble de la Terre en 12 feuilles à l'échelle de 1/10000000.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le système bromure mercurique-bromure de sodium-eau.* Note de M. MAURICE CONTET, présentée par M. Marcel Delépine.

Bonsdorff [1] et Vicario [2], sans donner de preuves suffisantes, ont signalé l'existence des composés $Br^2Hg, BrNa$ et $Br^2Hg, 2BrNa$. Mais, jusqu'à présent, aucune étude méthodique du système bromure mercurique-bromure de sodium-eau n'a été faite, du moins à ma connaissance. J'ai entrepris cette étude en vue de rechercher les combinaisons cristallisées qui prennent naissance à la température ordinaire (8°-15°) dans les solutions aqueuses des deux sels.

J'ai employé la méthode des solubilités à température constante, et j'ai déterminé la composition des combinaisons cristallisées par la méthode des restes de Schreinemakers. J'ai suivi la technique d'analyse mise au point par M. Tourneux [3] et M^lle Pernot [4] et basée sur la facilité avec laquelle on sépare le solvant puis le sel mercurique du sel alcalin, le premier par volatilisation, le second par sublimation. Toutefois, j'ai amélioré légèrement cette technique par l'emploi, pour le chauffage du tube pendant l'élimination de l'eau, d'un réchaud à lampes électriques au lieu d'un bec Bunsen, ce qui permet d'éviter la décrépitation du bromure de sodium. De plus, en raison de l'hygroscopicité de ce sel, le tube à analyse a été pourvu, pendant les pesées, de deux capuchons cylindriques en verre mince, s'adaptant aussi exactement que possible à ses extrémités. L'intérieur du tube se trouve alors séparé de l'air libre par un espace capillaire dans lequel la diffusion de la vapeur d'eau est très lente. L'efficacité du procédé a été méthodiquement étudiée.

La méthode analytique permet de déterminer la composition centésimale des solutions et des résidus à 1/100 près.

Les résultats de nombreuses analyses ont servi à construire le diagramme d'équilibre du système à 8° et 15°. A ces deux températures, la courbe de solubilité présente cinq branches, dont deux seulement sont relatives à des combinaisons cristallisées. Les formules de ces corps ont été déterminées avec certitude par la méthode des restes

(*a*) $2Br^2Hg, BrNa, 2H^2O$;

(*b*) $Br^2Hg, BrNa, 2H^2O$.

De plus, l'existence du sel

$Br^2Hg, BrNa, H^2O$

a été entrevue.

---

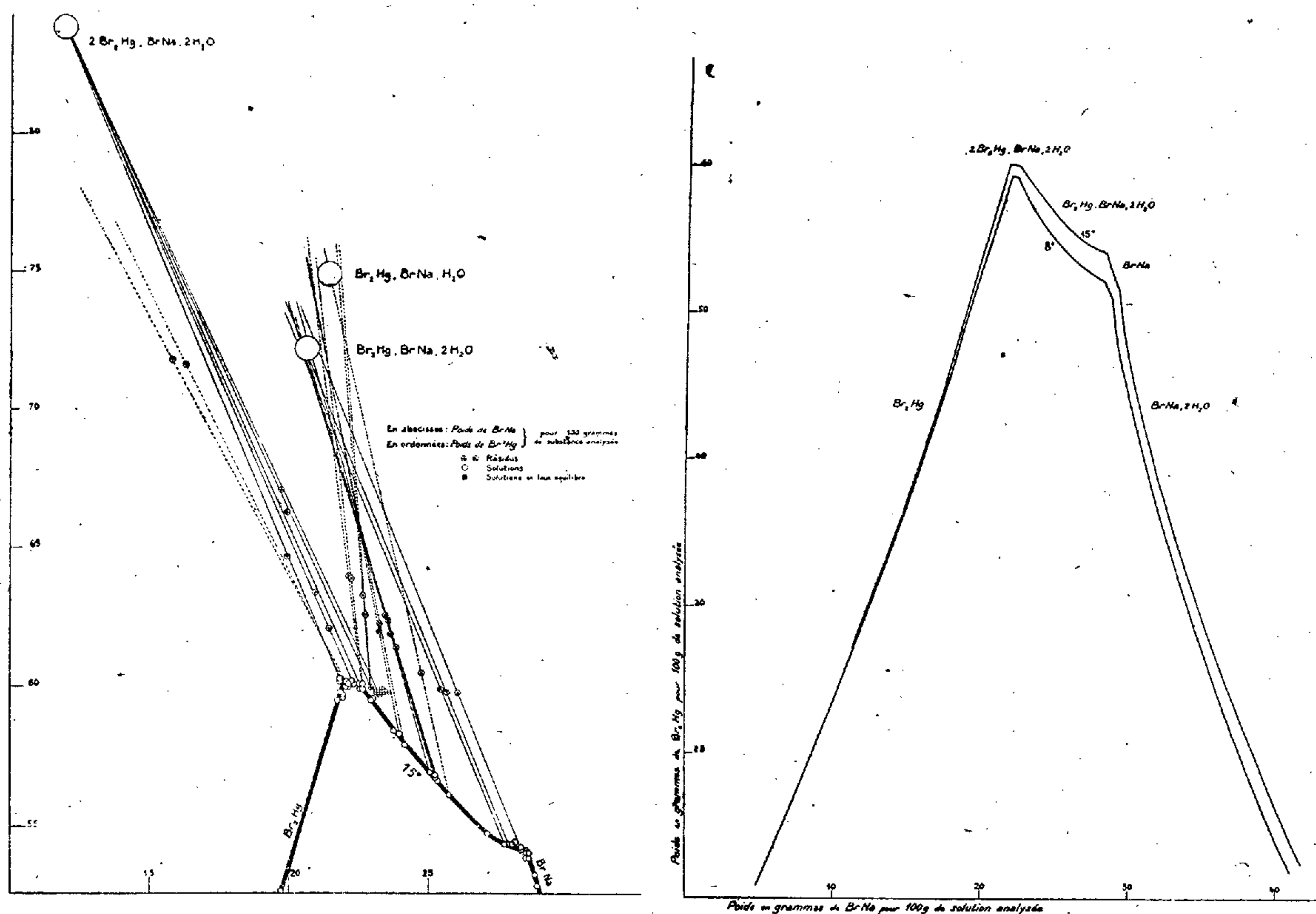
(1) *Pogg. Ann.*, **19**, 1830, p. 339.

(2) *J. Pharm. Chim.*, 6e série, **26**, 1907, p. 146.

(3) *Ann. Chim.*, **11**, 1919, pp. 225-361.

(4) *Ann. Chim.*, 10e série, **15**, 1931, p. 1.

Tous ces sels sont très fusibles, très solubles, très déliquescents. Je n'ai pas réussi à les isoler parfaitement. On distingue avec facilité les sels (*a*) et (*b*) d'après leur aspect macroscopique. Tous deux cristallisent en aiguilles prismatiques, mais les aiguilles du premier sont fines et souples, assez semblables à des filaments de coton ou d'amiante, tandis que celles du second, plus grosses et d'un blanc plus mat, se laissent facilement briser en fragments grenus.




Un phénomène d'équilibre métastable a été mis en évidence : le refroidissement d'une solution sursaturée devant donner des cristaux (*b*), mais dont le point figuratif se situe à peu de distance de la limite du champ d'existence du sel (*a*), provoque presque toujours l'apparition des aiguilles de ce dernier, et il s'établit un équilibre qu'une agitation prolongée à température constante peut ne pas détruire. L'introduction d'un fragment du sel (*b*) entraîne immédiatement la dissolution de (*a*) et la cristallisation de (*b*). J'ai construit l'arc de courbe qui représente les équilibres métastables.

Deux branches des isothermes sont relatives au bromure de sodium : l'une correspond au sel anhydre BrNa, l'autre à l'hydrate BrNa, $2H^2O$.

Le sel (*b*) est très probablement celui qu'a préparé Bonsdorff et que Vicario a formulé inexactement $Br^2Hg$, BrNa. Je n'ai pas retrouvé le sel

$Br^2Hg$, $2BrNa$, mentionné par Vicario. L'étude du diagramme d'équilibre permet d'ailleurs d'infirmer les conclusions de cet auteur.

Presque tous les résultats que j'ai obtenus sont donc entièrement nouveaux.

BIOLOGIE VÉGÉTALE APPLIQUÉE. — *Action de la flavine et de la thioflavine sur la croissance des plantes cultivées.* Note de M^lle **Jacqueline Rousseau**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Les flavines sont des pigments jaunes, isolés en 1934, d'un nouveau ferment jaune découvert par O. Warburg [1] et Walter Christian dans les extraits cellulaires de la levure de bière. On les a ensuite retrouvés dans toutes les cellules animales et végétales et dans toutes les Bactéries.

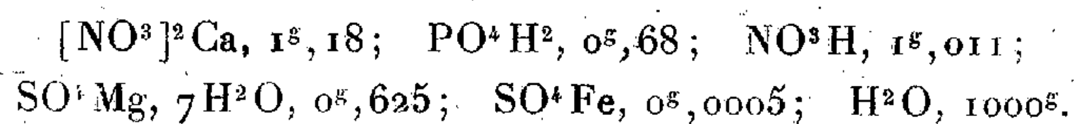
Comme ces substances jouent un rôle considérable dans les oxydoréductions et dans le mécanisme de la respiration, et qu'elles se comportent chez les animaux comme la vitamine $B_2$ ainsi que l'ont démontré MM. Kuhn et Wagner Jauregg, il serait intéressant de savoir si elles n'auraient pas une action importante sur la croissance et la nutrition des plantes, et si elles ne trouveraient pas ainsi leur utilisation en Agronomie.

Nous avons d'abord étudié l'influence de la flavine et de la thioflavine sur la croissance des plantules du *Linum usitatissimum*, de *Medicago sativa*, de *Trifolium arvense* et de *Brassica oleracea*.

Pour éviter que nos expériences ne soient contaminées par la multiplication des Bactéries, nous avons opéré en culture pure aseptique selon la méthode que nous avons déjà employée dans nos recherches sur le Lin [2].

Les germinations aseptiques provenant des graines stérilisées, dès que les racines avaient atteint un centimètre, furent transportées chacune dans un tube contenant un milieu nutritif minéralisé, celui de M. Paul Becquerel qui, en raison de sa légère acidité, a le grand avantage sur les milieux analogues Knop, Sachs etc. de ne pas être contaminé par les Bactéries.

La composition de ce milieu était la suivante :



$$[NO^3]^2Ca,\ 1^g,18;\quad PO^4H^2,\ 0^g,68;\quad NO^3H,\ 1^g,011;$$
$$SO^4Mg,\ 7H^2O,\ 0^g,625;\quad SO^4Fe,\ 0^g,0005;\quad H^2O,\ 1000^g.$$

Cette solution a été utilisée diluée au 1/3. Son pH était voisin de 5.

Pour chaque espèce de plantules et pour chaque sorte de flavine, nous avons préparé trois séries de milieux de culture, un milieu avec une flavine au dix-millième, un deuxième milieu au cent-millième et un troisième au millionième, enfin un quatrième milieu de culture sans flavine pour les plantules témoins.

---

(1) *Les ferments transporteurs d'oxygène* (Institut International de Chimie Solvay, 5 conseil, octobre 1934).

(2) Paul Becquerel et M^lle J. Rousseau, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 1028.

Chaque milieu était versé dans six tubes, ce qui permettait, en faisant la moyenne de la croissance des racines des six plantules essayées par espèce, d'en mesurer plus exactement l'influence.

Les cultures mises en expérience se trouvaient exposées à la même lumière diffuse et à une température de 25°.

Après quinze jours de croissance, nous obtînmes les résultats suivants donnés pour l'élongation des racines mesurée en millimètres

Longueur des racines après 15 jours.

| | Milieu | Flavine | | | Thioflavine | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | témoin. | 1/10000. | 1/100000. | 1/1000000. | 1/10000. | 1/100000. | 1/1000000. |
| *Medicago sativa* | 605 | 148 | 458 | 988 | 204 | 400 | 912 |
| *Trifolium arvense* | 1194 | 126 | 704 | 1458 | 106 | 914 | 1507 |
| *Brassica oleracea* | 806 | 128 | 505 | 907 | 148 | 435 | 954 |
| *Linum usitatissimum* | 1012 | 108 | 810 | 1405 | 154 | 904 | 1608 |

De la lecture des nombres de ce tableau, qui correspondent chacun à la moyenne des longueurs des radicules de six plantules dans le même milieu, il ressort les faits suivants. Les doses de flavine et de thioflavine au dix-millième et au cent-millième sont nocives et retardent la croissance; par contre celles au millionième sont très nettement favorisantes. Les radicules, les tiges sont plus épaisses et la croissance l'emporte de plus d'un tiers. La thioflavine est un peu plus active que la flavine. Chaque espèce a réagi à sa manière; il y a donc spécificité de réaction. Le Trèfle a été beaucoup plus sensible que le Lin, et la Luzerne plus sensible que le Chou.

Maintenant, comment se comportent les flavines dans leur action sur la croissance de ces plantes?

Ces substances sont-elles comparables physiologiquement à des aliments oligodynamiques, à des catalyseurs ou à des hormones, à des hétéro-auxines?

Elles ne sont certainement pas des aliments puisque les doses au 1/10000 sont encore des poisons très actifs retardant la croissance. Elles paraissent se comporter comme des hétéro-auxines. C'est d'ailleurs ce qui semble résulter des expériences en cours sur des plantes que nous avons arrosées avec des solutions de flavine au millionième; nous en donnerons plus tard les résultats.

Le cycle de leur développement est raccourci. La floraison et la fructification sont plus précoces. Ceci déjà indique l'intérêt pratique que pourront peut-être avoir les flavines en Horticulture et en Agriculture.

La séance est levée à $15^h 25^m$.

L. B.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 27 SEPTEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **MAURICE CAULLERY** fait hommage à l'Académie d'un opuscule qu'il vient de publier : *Génétique et Hérédité*.

## CORRESPONDANCE.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Tables annuelles de constantes et données numériques de Chimie, de Physique, de Biologie et de Technologie*. 39. *Spectres d'absorption des liquides, solutions et solides*, par MICHEL MAGAT et N. MAIER.

2° RENAUD PAULIAN. *Les Coléoptères. Formes, mœurs, rôle*. Préface de M. RENÉ JEANNEL (présenté par M. Louis Fage).

AÉRODYNAMIQUE. — *La mesure des corrélations en turbulence atmosphérique*. Note de M. **ROGER FAILLETTAZ**, présentée par M. Charles Maurain.

MM. G. Dedebant et Ph. Wehrlé ont montré (1) que le champ aléatoire d'un fluide turbulent peut se décrire par :

*a*. La corrélation de Karman ou corrélation géométrique entre

$$\left.\begin{matrix} u, & v, & w & \text{au point P} \\ u_1, & v_1, & w_1 & \text{« Q} \end{matrix}\right\} \text{à l'instant } t_1;$$

*b*. La corrélation d'Euler, liée à la notion d'étage de perturbation, entre

$$\left.\begin{matrix} u, & v, & w, & \text{à l'instant } t_1 \\ u_2, & v_2, & w_2 & \text{« } t_2 \end{matrix}\right\} \text{au point P};$$

*c*. La corrélation cinématique, exprimée en fonction des deux précédentes et liée à la notion d'onde de corrélation entre

$$\begin{matrix} u, & v, & w & \text{à l'instant } t_1 \text{ au point P}, \\ u_3, & v_3, & w_3 & \text{« } t_2 \text{ « Q}. \end{matrix}$$

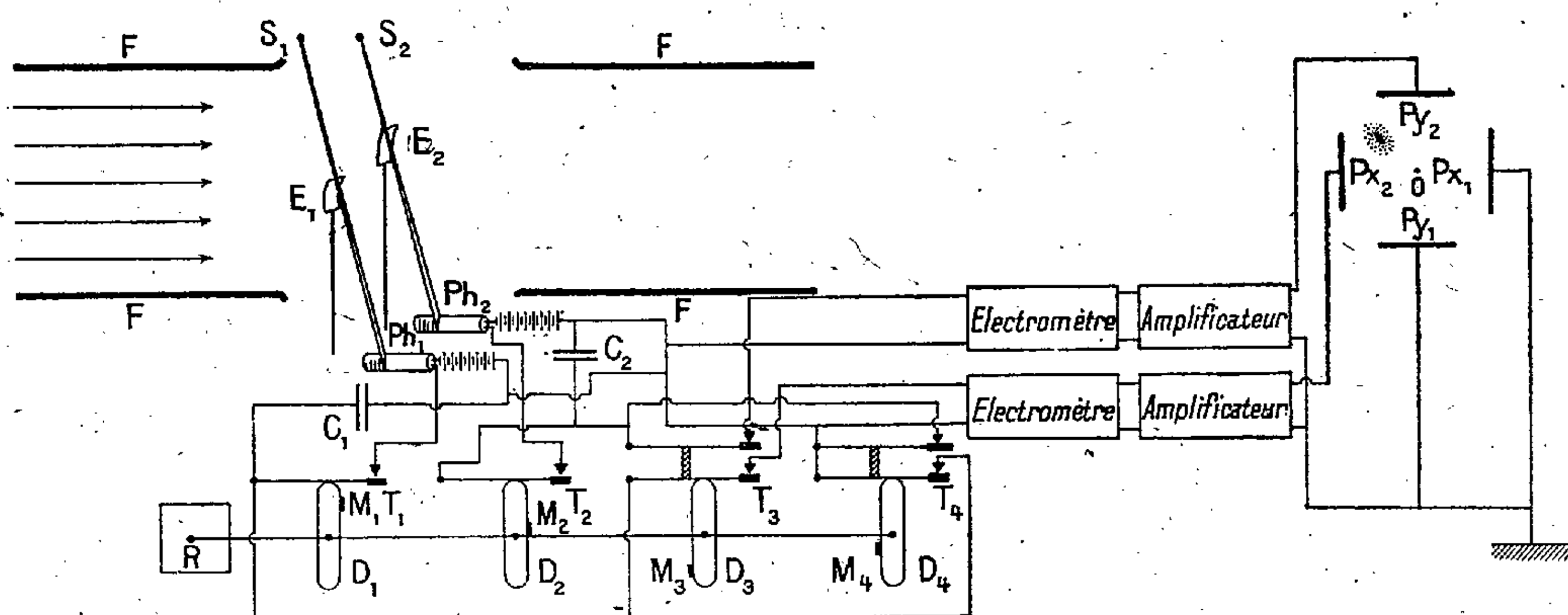
---

(1) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1069.

Je veux montrer que ces corrélations sont entièrement accessibles à la vérification expérimentale.

J'ai déjà indiqué ([2]) le principe d'un anémomètre à cellule photoélectrique de très faible inertie. C'est cet anémomètre qui, moyennant certaines adjonctions, permet la mesure complète des corrélations.

*a. Corrélation de Karman.* — Dans la chambre d'expérience de la soufflerie F, on place en P et en Q les écrans flexibles $E_1$, $E_2$ qui obturent, en fonction des fluctuations de vitesses, les faisceaux des sources $S_1$ et $S_2$. Sans passer par les condensateurs et les contacteurs, les cellules photoélectriques $P_{h_1}$ et $P_{h_2}$ sont reliées directement, ou après amplification, aux plaques déflectrices d'un oscillographe cathodique. Les cellules agissent simultanément, l'une sur les plaques de déflexion horizontale, l'autre sur les plaques de déflexion verticale. En photographiant les déplacements du spot de l'oscillographe avec un temps de pose convenable, 2 à 3 minutes par exemple, si la pseudo-période de la turbulence est de l'ordre de 1/20 ou 1/50 seconde, on obtient une image statistique qui, après dépouillement au microphotomètre, donne tous les moments de la loi des deux variables conjuguées.




*b. Corrélation d'Euler.* — On utilise une seule source lumineuse et un seul écran placé en P; le faisceau tombe simultanément sur les deux cellules qui sont juxtaposées. Les cellules sont branchées sur les condensateurs $C_1$ et $C_2$ par l'intermédiaire des contacteurs $T_1$ et $T_2$; ces contacteurs sont commandés par les cames $M_1$ et $M_2$ placées sur les disques $D_1$ et $D_2$. La longueur des cames est réglable, de même que leur position respective sur les disques qui sont entraînés à vitesse constante par le moteur R; on peut ainsi charger les condensateurs $C_1$ et $C_2$ pour une durée variable et à des intervalles de temps variables. La durée de la charge des condensateurs est choisie de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne de la pseudo-période de la turbulence. Les

([2]) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 358.

condensateurs sont placés dans le vide. Soient $t_1$ le moment de la charge de $C_1$ et $t_2$ le moment de la charge de $C_2$. La charge de $C_1$ est donc proportionnelle à la vitesse au temps $t_1$ et au point P; la charge de $C_2$ est proportionnelle à la vitesse au temps $t_2$ et au point P.

Quelques instants après $t_2$, au temps $t_3$, le contacteur double $T_3$, actionné par la came $M_3$ placée sur le disque $D_3$, branche *simultanément* les condensateurs $C_1$ et $C_2$ chacun sur un électromètre à lampe suivi d'un amplificateur. Ces amplificateurs commandent l'un la déflexion horizontale, l'autre la déflexion verticale du spot de l'oscillographe.

Enfin, quelques instants après $t_3$, au temps $t_4$, le contacteur $T_4$, actionné par la came $M_4$ placée sur le disque $D_4$, provoque la décharge des condensateurs $C_1$ et $C_2$. Le cycle des opérations précédemment décrites peut alors recommencer et se répéter un nombre de fois aussi grand qu'on le veut.

En l'absence de tensions appliquées aux plaques de déflexion, le spot de l'oscillographe est au centre de l'écran, mais il est masqué de façon que le film ou la plaque photographique ne soient pas impressionnés.

Au moment du fonctionnement du contacteur $T_3$, il y a donc conjugaison des vitesses enregistrées aux temps $t_1$ et $t_2$ et *conservées* sous forme de charge des condensateurs jusqu'au temps $t_3$; s'il y a corrélation maximum des vitesses, le spot de l'oscillographe viendra se placer le long de la bissectrice de l'angle $P_{x_2}OP_{y_2}$; pour des corrélations décroissantes, il viendra se placer de part et d'autre de cette bissectrice, à des distances croissantes. On obtient finalement un nuage de points, une *image statistique*, dépouillable au microphotomètre, dont la forme peut être rectiligne, elliptique ou circulaire, suivant le degré de corrélation des vitesses.

*c. Corrélation cinématique.* — La méthode utilisée est exactement la même que pour la mesure de la corrélation d'Euler, avec cette seule différence que les écrans flexibles sont placés l'un au point P, l'autre au point Q, et que l'on utilise deux sources lumineuses $S_1$ $S_2$ indépendantes.

THÉORIE DE L'ÉLASTICITÉ. — *Détermination de la fibre moyenne déformée d'une poutre.* Note de M. **Charles Platrier**, présentée par M. Albert Caquot.

1° Soient un prisme classique de Saint-Venant d'axe $(Gz)$, la section droite ayant la surface (S) et présentant deux axes de symétrie orthogonaux $(Gx, Gy)$; soient (X, Y, Z) et (L, M, N) les composantes de la résultante et du moment résultant par rapport à (G) des efforts exercés sur (S). Dans ce milieu une fibre d'origine (G) tangente à $(Gz)$ a une courbure $(1/\rho_0)$ et une torsion $(1/\theta_0)$ en (G) avant déformation, $(1/\rho)$ et $(1/\theta)$ après déformation. Si (A) et (B) sont les moments centraux d'inertie de (S) par rapport à $(Gx)$ et $(Gy)$, si $(\psi)$ est une fonction régulière harmonique de $(x)$ et $(y)$ dans (S) et telle que sa dérivée normale sur le pourtour de (S) soit $(\alpha y - \beta x)$ [$(\alpha, \beta, 0)$ étant les

cosinus directeurs de la normale extérieure audit pourtour], si enfin (E, G, $\sigma$) désignent les modules d'élasticité longitudinal et transversal et le coefficient de Poisson

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{1}{\rho}-\dfrac{1}{\rho_0}=\dfrac{M}{EB}\cos\varphi-\dfrac{L}{EA}\sin\varphi-\dfrac{Z}{ES}\,\dfrac{2+\sigma}{\rho_0}, \\ \dfrac{1}{\theta}-\dfrac{1}{\theta_0}=\dfrac{-3N}{G\left[A+B+\displaystyle\int_S\left(x\dfrac{\partial\psi}{\partial y}-y\dfrac{\partial\psi}{\partial x}\right)d\sigma\right]}+\rho_0\left[\dfrac{Y}{EA}\cos\varphi-\dfrac{X}{EB}\sin\varphi\right] \\ \qquad +\dfrac{L}{EA}\left(\dfrac{d\rho_0}{ds_0}\cos\varphi+\dfrac{\rho_0}{\theta_0}\sin\varphi\right)+\dfrac{M}{EB}\left(\dfrac{d\rho_0}{ds_0}\sin\varphi-\dfrac{\rho_0}{\theta_0}\cos\varphi\right)-\dfrac{1}{\theta_0}\dfrac{Z}{ES}, \end{cases}$$

($\varphi$) désignant l'angle avec ($Ox$) de la normale principale à la fibre considérée et ($ds_0$) l'élément d'arc de la fibre non déformée.

2° Si l'on considère une partie quelconque, de profils, variables ou non, à double symétrie [l'une orthogonale à l'autre ($Gx$) et ($Gy$)] et à dimensions linéaires petites par rapport à la longueur de la poutre; si l'on admet enfin l'hypothèse de Saint-Venant [savoir que l'on peut regarder comme équivalents tous les modes de répartition des tensions sur les profils pourvu que la résultante et le moment résultant par rapport à (G) soient les mêmes], on peut conclure que les formules (1) sont applicables en tout point de la fibre moyenne de la poutre étudiée. Dès lors le problème de la recherche de cette fibre déformée est un problème classique résolu par la recherche d'une solution particulière d'une équation de Riccati et par des quadratures.

3° Les formules (1) sont différentes de celles qu'on adopte généralement en résistance des matériaux quand on s'en tient dans cette technique à des hypothèses non conformes à la théorie de l'élasticité. Nous avons obtenu ces formules à partir des transformations finies ou non [$x_i = x_i(a_1, a_2, a_3)$], en considérant deux vecteurs [$\overline{U}(U_1, U_2, U_3)$], [$\overline{V}(V_1, V_2, V_3)$], en désignant par ($\gamma_{ijk}$) et ($x_{ijkl}$) les quantités

$$\gamma_{ijk}=-\sum_\sigma \frac{\partial x_i}{\partial a_\sigma}\,\frac{\partial^2 a_\sigma}{\partial x_j \partial x_k},\qquad x_{ijkl}=-\sum_{\sigma,\tau}\left[\frac{\partial^2 x_i}{\partial a_\sigma \partial a_\tau}\,\frac{\partial a_\tau}{\partial x_l}\,\frac{\partial^2 a_\sigma}{\partial x_j \partial x_k}+\frac{\partial x_i}{\partial x_\sigma}\,\frac{\partial^3 a_\sigma}{\partial x_j \partial x_k \partial x_l}\right],$$

en formant les vecteurs [$\overline{\Gamma^0}(\overline{V})$, $\overline{K^0}(\overline{U}, \overline{V})$, $\overline{\gamma}(\overline{U}, \overline{V})$, $\overline{x}(\overline{V})$] de composantes respectives

$$\Gamma_i^0=\sum_j \frac{\partial x_i}{\partial a_j}V_j,\qquad K_i^0=\sum_{jk}\frac{\partial^2 x_i}{\partial a_j \partial a_k}U_j V_k,\qquad \gamma_i=\sum_{jk}\gamma_{ijk}U_j V_k,\qquad x_i=\sum_{jkl}x_{ijkl}V_j V_k V_l,$$

et les scalaires

$$F^0(\overline{V})=\sum_{\sigma jk}\frac{\partial x_\sigma}{\partial a_j}\,\frac{\partial x_\sigma}{\partial a_k}V_j V_k,\qquad D(\overline{V})=\frac{1}{3}\sum_{jkl}(\gamma_{jkl}+\gamma_{klj}+\gamma_{ljk})V_j V_k V_l.$$

Alors, pour une fibre déformée, si ($\overline{PT}$, $\overline{PN}$, $\overline{PB}$) sont respectivement des vecteurs unités portés par sa tangente, sa normale principale et sa binor-

male, $(1/\rho)$ sa courbure, $(1/\theta)$ sa torsion en un point (P) défini par l'arc $(s)$ [les quantités affectées de l'indice zéro désignant les quantités correspondant de la fibre non déformée], on obtient

$$(1+e)^2 = \mathrm{F}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}), \qquad (1+e)\overline{\mathrm{PT}} = \overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}), \qquad \frac{de}{ds} = (1+e)\mathrm{D}(\overline{\mathrm{PT}}),$$

et les trois sommes de produits vectoriels qui prolongent les résultats déjà obtenus par M. Jules Le Roux

$$(2) \qquad \frac{\overline{\mathrm{PB}}}{\rho} = \overline{\mathrm{PT}} \wedge \bar{\gamma}(\overline{\mathrm{PT}}, \overline{\mathrm{PT}}) + \frac{1}{(1+e)^3}\frac{1}{\rho_0}[\overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}) \wedge \overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0N_0}})],$$

$$\begin{aligned}(3) \quad \frac{d}{ds}\frac{\overline{\mathrm{PB}}}{\rho} = {} & \overline{\mathrm{PT}} \wedge \bar{x}(\overline{\mathrm{PT}}) + \left(\frac{\overline{\mathrm{PB}}}{\rho} \wedge \overline{\mathrm{PT}}\right) \wedge \bar{\gamma}(\overline{\mathrm{PT}}, \overline{\mathrm{PT}}) + 2\overline{\mathrm{PT}} \wedge \bar{\gamma}\left(\overline{\mathrm{PT}}, \frac{\overline{\mathrm{PN}}}{\rho}\right) \\ & + \frac{1}{(1+e)^4}\frac{1}{\rho_0}\{\overline{\mathrm{K}}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}, \overline{\mathrm{P_0T_0}}) \wedge \overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0N_0}}) + \Gamma^0(\mathrm{P_0N_0}) \wedge \overline{\mathrm{K}}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}, \overline{\mathrm{P_0N_0}})\} \\ & - \frac{1}{(1+e)^4}\frac{1}{\rho_0}\frac{1}{\theta_0}\{\overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}) \wedge \overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0B_0}})\} \\ & - \frac{3\dfrac{de}{ds} + \dfrac{d\log\rho_0}{ds_0}}{(1+e)^4}\frac{1}{\rho_0}\{\overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0T_0}}) \wedge \overline{\Gamma}^0(\overline{\mathrm{P_0N_0}})\},\end{aligned}$$

$$(4) \qquad \frac{\overline{\mathrm{PT}}}{\theta\rho^2} = \frac{d}{ds}\left(\frac{\overline{\mathrm{PB}}}{\rho}\right) \wedge \frac{\overline{\mathrm{PB}}}{\rho}.$$

Dans les hypothèses d'une transformation infiniment petite et d'un prisme de Saint-Venant, on en déduit les formules (1), bases de la présente Note.

THÉORIE DES VIBRATIONS. — *Sur la forme de l'équation générale aux fréquences propres des arbres vibrant en torsion.* Note de M. **Georges Lehr**, présentée par M. Émile-Georges Barrillon.

1. Considérons un système oscillant composé de N masses de moments d'inertie $m_1, m_2, \ldots, m_N$, portées par un arbre dont les tronçons ont les rigidités $c_1, c_2, \ldots, c_{N-1}$. On sait que, lorsqu'un tel système est soumis à des oscillations de torsion, il possède N — 1 fréquences propres qui correspondent à des modes d'oscillation différant les uns des autres par le nombre des points nodaux.

L'équation générale qui définit les carrés de ces fréquences propres est de la forme

$$(1) \quad x^{N-1} - a_{N,1}x^{N-2} + a_{N,2}x^{N-3} - \ldots + (-1)^p a_{N,p}x^{N-p-1} + \ldots + (-1)^{N-1}a_{N,N-1} = 0.$$

Le calcul des coefficients de cette équation résulte du développement d'un déterminant d'ordre N, mais on obtient directement ces coefficients, sans passer par le travail complexe du développement, en faisant intervenir ce qu'on peut appeler *les fréquences propres individuelles* de chaque masse. On désigne sous ce nom la fréquence propre à laquelle oscillerait une masse du système si elle était isolée et placée au bout de l'un des tronçons d'arbre qui lui sont adjacents.

Une masse intermédiaire $m_p$ a deux fréquences individuelles dont les carrés sont donnés par les relations

$$\psi_{p,p-1} = \frac{c_{p-1}}{m_p}, \qquad \psi_{p,p} = \frac{m_p}{c_p},$$

le premier indice étant celui de la masse, le second celui du tronçon [1]. Les deux masses extrêmes n'ont qu'une seule fréquence individuelle.

On dit que deux fréquences individuelles sont *indépendantes* lorsqu'elles ne sont relatives ni à une même masse ni à un même tronçon d'arbre.

Ceci posé, la loi de formation des coefficients de l'équation (1) s'énonce comme il suit :

*Le coefficient $a_{N,p}$ est la somme de tous les produits qu'il est possible de former avec p carrés de fréquences individuelles indépendantes.*

Pour le démontrer, on établit la loi de récurrence qui lie l'expression du déterminant $\Delta_N$, relatif à N masses, avec les déterminants correspondant à un nombre inférieur de masses. L'expression de ce déterminant étant mise ensuite sous la forme

$$\Delta_N = (-1)^N x(x^{N-1} - a_{N,1}x^{N-2} + a_{N,2}x^{N-3} - \ldots),$$

on déduit de la relation qui lie les déterminants l'expression de $a_{N,p}$ en fonction de celle des coefficients d'indice inférieur :

$$(2) \quad a_{N,p} = a_{N-1,p} + a_{N-1,p-1}\psi_{N,N-1} + a_{N-2,p-1}\psi_{N-1,N-1} + a_{N-3,p-2}\psi_{N-2,N-2}\psi_{N-1,N-1} + \ldots + a_{N-p,1}\psi_{N-p+1,N-p+1}\psi_{N-p+2,N-p+2}\ldots\psi_{N-1,N-1} + \psi_{N-p,N-p}\psi_{N-p+1,N-p+1}\ldots\psi_{N-1,N-1}.$$

Cette formule montre que, si la loi est satisfaite pour tous les coefficients d'indices inférieurs à $a_{N,p}$, celui-ci ne contient que des combinaisons indépendantes et distinctes. Pour démontrer qu'il les contient toutes, il suffit de prouver que le nombre de ces termes est égal au nombre de ces combinaisons.

Il est facile de voir que ce dernier est

$$C^p_{2N-(p+1)}.$$

En substituant aux coefficients $a$, dans la relation (2), le nombre des termes dont chacun d'eux se compose, on est ramené à démontrer la relation

$$C^p_{2N-(p+1)} = C^{p-1}_{2N-(p+2)} + C^p_{2N-(p+3)} + C^{p-1}_{2N-(p+4)} + \ldots + C^1_{2N-2(p+1)} + 1,$$

qui se déduit aisément de la formule bien connue

$$C^n_m = C^n_{m-1} + C^{n-1}_{m-1}.$$

2. On déduit du deuxième terme de l'équation aux carrés des fréquences propres la propriété suivante :

*La somme des carrés des fréquences propres d'un système est égale à la somme des carrés des fréquences propres individuelles des masses qui le composent.*

---

[1] En réalité les grandeurs $\psi$ ne sont pas les carrés des *fréquences* elles-mêmes, mais ceux des *pulsations* (produits des fréquences par $2\pi$).

3. La formation directe du tableau des combinaisons indépendantes des fréquences prises $p$ à $p$ serait longue, fastidieuse et sujette à erreurs. On simplifie beaucoup le calcul des coefficients en utilisant la relation (2).

4. La loi de formation des coefficients permet de calculer les fréquences propres d'un système de N masses égales reliées par des tronçons d'arbres égaux. En appelant $m$ la valeur commune des masses, $c$ celle de la rigidité des tronçons et en posant

$$x = \frac{c}{m} z$$

l'équation aux carrés des fréquences propres devient

$$(3) \quad z^{N-1} - C_{2N-2}^{1} z^{N-2} + C_{2N-3}^{2} z^{N-3} + \ldots + (-1)^{p} C_{2N-(p+1)}^{p} z^{N-(p+1)} + \ldots + (-1)^{N-1} C_{N}^{N-1} = 0.$$

Elle a pour racines les valeurs autres que 0 et 4 que prend l'expression

$$4 \cos^2 \frac{k\pi}{2N}$$

pour les valeurs entières de $k$.

Les fréquences sont donc proportionnelles aux longueurs des côtés des polygones réguliers de 2N côtés, en y comprenant les polygones réguliers dont le nombre des côtés est un diviseur de 2N.

On obtient une représentation graphique de ces fréquences en traçant une demi-circonférence de rayon $\sqrt{\frac{c}{m}}$ que l'on partage en N arcs égaux. Les cordes reliant chacun des N—1 points de division à l'une des extrémités du diamètre limitant la demi-circonférence ont des longueurs égales aux fréquences propres cherchées.

ASTROPHYSIQUE. — *Spectre du noyau de la comète Whipple-Fedtke (1942 g).* Note de MM. **Jean Dufay** et **Tcheng Mao-Lin**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Le spectre des gaz entourant le noyau des comètes est caractérisé par deux groupes de radiations, vers 4050 et 4300 Å.

Le premier (dont l'origine reste incertaine) était proéminent dans le spectre de la comète Whipple-Fedtke (1942 $g$), avec une intensité comparable et parfois supérieure à celle de la séquence 4216 Å des bandes du cyanogène. Nous avons pu mesurer ainsi les longueurs d'onde des radiations qui le composent, avec plus de sécurité et plus de précision que dans le cas des comètes précédentes. Le prisme-objectif utilisé (prisme de 60° en flint dense, objectif de 21$^{cm}$ de distance focale, ouvert à F/3,5) donne une dispersion de 68 Å par millimètre dans la région considérée. On disposait, de part et d'autre du spectre de la comète, deux spectres élargis d'une étoile voisine, de manière à l'encadrer étroitement, sans décalage en longueur d'onde. Les longueurs d'onde données dans le tableau I résultent de l'étude au microscope et au

microphotomètre enregistreur d'une douzaine de clichés obtenus de janvier à avril 1943; elles paraissent, pour la plupart, exactes à 0,3 Å près. Les intensités des radiations sont indiquées suivant une échelle arbitraire.

TABLEAU I.

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 3978,4 | 1 | 4013,9 | 4-5 | 4038,7 | 4-5 | 4056,1 | 1 | 4099,5 | 2 |
| 3985 | 1 | 4017,3 | 4 | 4041,0 | 5 | 4060,1 | 1 | 4102,2 | 1 |
| 3989,2 | 2 | 4021,0 | 3-4 | 4043,1 | 5 | 4064,1 | 2 | 4109,5 | 0-1 |
| 3992,9 | 1-2 | 4024,2 | 2 | 4046,3 | 3 | 4067,8 | 3 | 4116,5 | 1 |
| 3997,9 | 2 | 4029,5 | 1-2 | 4049,0 | 4-5 | 4073,6 | 5-6 | 4123,7 | 1 |
| 4002 | 1? | 4032,6 | 1 | 4051,6 | 7 | 4085 | 1 | 4126,3 | 1-2 |
| 4007,2 | 2 | 4035,0 | 2 | 4054,1 | 2 | 4096,7 | 1 | 4137,3 | 1-2 |

Nos mesures s'accordent bien dans l'ensemble avec celles de P. Swings, C. T. Elvey et H. W. Babcock (¹), faites dans le spectre de la comète Cunningham (1940*c*) avec un spectrographe à fente. Elles confirment l'existence d'un certain nombre de radiations trouvées à Lyon dans le spectre de diverses comètes (²), mais qui ne figuraient pas dans les listes antérieures de F. Baldet (³).

2. Le groupe 4300 Å, attribué maintenant avec certitude à la molécule CH (⁴), (⁵), (⁶), était, dans la comète Whipple-Fedtke, beaucoup plus faible que le groupe 4050 Å. Nous y avons retrouvé cependant tous les maxima prévus pour la bande $0 \rightarrow 0$ du système $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ de CH, avec un très petit nombre de radiations parasites.

La présence de la bande $0 \rightarrow 0$ du système $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ de CH, établie par l'un de nous (⁶) dans le spectre de plusieurs comètes, a été confirmée par Swings et ses collaborateurs dans le cas de la comète 1940*c* (¹). Malgré sa faiblesse, nous avons caractérisé cette bande d'une manière particulièrement nette dans le spectre de la comète 1942*g*. Nous donnons dans le tableau II les longueurs d'onde et les intensités des radiations observées vers 3900 Å et, en regard, celles des maxima prévus pour la bande CH, en admettant une excitation par fluorescence, à une température voisine de 300°K. (⁶).

TABLEAU II.

| Comète. | | CH. | | Comète. | | CH. | | Comète. | | CH. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 3886,2 | 2 | 3886,3 | 0,9 | 3895,8 | 1-2 | 3895,4 | 1,5 | 3908,1 | 1 | 3908,2 | 1,8 |
| 3890,4 | 2-3 | 3890,5 | 3,2 | 3897,6 | 2 | 3897,4 | 2,5 | 3913,0 | 0-1 | 3914,1 | 1,4 |
| 3892,9 | 1-2 | 3892,8 | 3,1 | 3902,1 | 1-2 | 3902,5 | 1,8 | 3921,1 | 0-1 | 3920,8 | 0,9 |

(¹) *Astrophysical Journal*, **94**, 1941, p. 320.
(²) J. DUFAY, *Cahiers de Physique*, **1**, 1941, p. IV-38.
(³) *Annales de l'Observatoire de Meudon*, **7**, 1926, p. 53.
(⁴) M. NICOLET, *Zeitschrift für Physik*, **15**, 1938, p. 154.
(⁵) J. DUFAY, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1550.
(⁶) J. DUFAY, *Astrophysical Journal*, **91**, 1940, p. 91.

3. Nos observations engagent à examiner à nouveau les hypothèses relatives à l'origine du groupe 4050 Å. L'un de nous a montré (²), (⁷) que quatre radiations au plus du groupe pouvaient appartenir à la bande de Raffety, c'est-à-dire à la bande $1 \rightarrow 1$ du système $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ de CH (⁸). Mais, dans le spectre de la comète 1942 *g*, le groupe 4050 Å est si intense par rapport à la bande $0 \rightarrow 0$ de ce système que l'attribution de quelques-unes de ses radiations à la bande $1 \rightarrow 1$ devient tout à fait improbable.

Les nombreux rapprochements signalés avec les bandes de NaH perdent du même coup une grande partie de leur intérêt, puisque les trois fortes radiations cométaires qui pouvaient être attribuées à la bande de Raffety ne correspondent à aucune raie de NaH. Le groupe 4050 Å tout entier appartient plus probablement à un système de bandes unique, encore inconnu au laboratoire. La distribution des radiations, inhabituelle pour une molécule diatomique, peut faire penser à une molécule plus complexe, bien que légère, et l'hypothèse de la molécule $CH^2$, envisagée récemment par Swings (⁹), paraît fort plausible, mais elle ne peut être actuellement contrôlée, faute de données expérimentales.

ASTROPHYSIQUE. — *Remarques sur les conditions d'excitation des* raies interdites *et sur la fréquence des collisions dans les nébuleuses gazeuses.* Note de M. **Junior Gauzit**, présentée par M. Charles Fabry.

Une condition essentielle (condition de Bowen) pour l'émission des raies interdites est l'absence, aussi complète que possible, de collisions. On admet généralement que cette condition est réalisée dans les nébuleuses gazeuses. C'est ce que nous allons discuter.

Suivant la terminologie proposée par J. C. Boyce, D. H. Menzel et C. H. Payne (¹), nous distinguerons, parmi les raies interdites, les raies nébulaires, les aurorales et les transaurorales. Les raies nébulaires, exigeant la plus faible énergie d'excitation, doivent être les plus intenses dans les spectres des nébuleuses gazeuses; mais, par ailleurs, c'est pour elles que la probabilité de transition est la plus faible; dans certains cas, par exemple pour les ions O II, cette probabilité est si petite que, malgré la rareté des chocs, leur influence sur l'intensité des raies devient prépondérante.

Comparons, en effet, les intensités des raies nébulaires et aurorales des trois ions O II, O III et N II, pour lesquels nous disposons, dans le cas de la nébuleuse

(⁷) J. Dufay, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 160.
(⁸) J. Dufay, *Cahiers de Physique*, **1**, 1941, p. 1-6; E. Fagelholm, *Arkiv für Matematik, Astronomi och Fysik*, **27** A, n° **19**, 1941, p. 1.
(⁹) *Hemel en Dampkring*, **41**, avril 1943; W. H. Dirks, *Bulletin de la Société d'Astronomie populaire de Toulouse*, **34**, 1943, p. 173.

(¹) *Proc. National Acad. Sci.*, **19**, 1933, p. 581.

NGC 7027, d'une évaluation photométrique. Malheureusement ces données photométriques manquent encore de précision et d'homogénéité : nous prendrons, pour O III et N II les résultats récents de I. S. Bowen et A. B. Wyse ([2]), tandis que nous devrons nous contenter pour O II des valeurs adoptées dans un article plus ancien de I. S. Bowen ([3]). Pour les multiplets, nous considérons la somme des intensités des composantes. Nous obtenons pour le rapport de l'intensité des raies nébulaires aux raies aurorales respectivement

4 pour O II, 70 pour O III et 14 pour N II;

d'où nous déduisons pour le rapport des nombres de quanta correspondants

2, 80 et 16.

On admet que les atomes métastables des nébuleuses sont excités par chocs électroniques et, d'autre part, que la probabilité de ces excitations est sensiblement indépendante des probabilités de transition entre les niveaux correspondants. Examinons le cas des ions O II. Soit $n$ le nombre total de chocs excitateurs qui, chaque seconde, pour l'ensemble de la nébuleuse, portent aux niveaux $^2D$ (3,3 électron-volts) les ions O II; $n'$ sera le nombre de chocs excitateurs pour les états $^2P$ (5,0 électron-volts). Les probabilités de transition calculées par S. Pasternack ([4]) montrent que les atomes portés aux niveaux $^2P$ émettent 9 fois sur 10 les raies aurorales et une fois les raies transaurorales. Si nous supposons que tous les atomes métastables ont le temps de rayonner, c'est-à-dire que les collisions de seconde espèce sont négligeables, nous pouvons déduire le rapport $n/n'$ de celui des intensités des raies; en remarquant que les $n$ chocs provoquent l'émission des raies nébulaires, tandis que les $n'$ chocs provoquent, dans 9 cas sur 10, l'émission des raies aurorales et ensuite, les atomes $^2P$ étant tombés aux niveaux $^2D$, des raies nébulaires, on a

$$2 \sim \frac{n + 0{,}9n'}{0{,}9n'}; \qquad \text{d'où} \quad \frac{n}{n'} \sim 1.$$

Par un raisonnement analogue pour O III et N II, nous obtenons, dans le cas de O III, c'est-à-dire pour des chocs fournissant respectivement des énergies de 2,5 et 5,3 électron-volts

$$\frac{n}{n'} \sim 70,$$

et dans le cas de N II (énergies de 1,9 et 4,0 électron-volts)

$$\frac{n}{n'} \sim 15.$$

---

([2]) *Lick Observatory Bulletin*, 19, 1940, p. 1.
([3]) *The Astrophysical Journal*, 81, 1935, p. 1.
([4]) *Ibid.*, 92, 1940, p. 129.

Les valeurs $n/n'$ sont déterminées par la répartition moyenne des vitesses des électrons excitateurs; la comparaison des trois nombres précédents montre que l'on a une valeur beaucoup trop faible pour O II. La seule explication possible est que *les collisions réduisent dans une proportion importante l'intensité des raies nébulaires de* O II. Nous sommes amenés à estimer que cette intensité est réduite, en gros, dans le rapport de 10 à 1, ce qui correspond à un intervalle moyen de $10^3$ secondes entre deux collisions de seconde espèce.

Ainsi, malgré le manque de précision des données dont nous sommes partis, nous voyons que l'étude photométrique du spectre des nébuleuses démontre que la condition de Bowen n'est que grossièrement réalisée pour les raies interdites dont la probabilité de transition est minime; la fréquence des collisions que nous obtenons est en bon accord avec l'évaluation de la densité déduite d'autres considérations.

Remarquons enfin que nous avons, en même temps, des indications sur la répartition de l'énergie entre les électrons dans la nébuleuse.

CHALEUR. — *La correction des pertes latérales dans la méthode du mur.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les disques qui doivent permettre la détermination de la conductivité thermique d'un matériau par la méthode fondamentale du mur, ne pouvant avoir une surface considérable, les déperditions latérales de chaleur ne sont pas négligeables et, le flux n'étant pas canalisé parfaitement, la méthode devient incorrecte. On corrige théoriquement ce défaut en entourant le disque d'un cylindre de garde dont la réalisation correcte n'est pas, d'ailleurs, toujours aisée et dont l'efficacité, approximative, ne tient pas à la raison qu'on en donne. Nous nous proposons de montrer qu'un artifice beaucoup plus simple écarte la difficulté, et permet de calculer la conductivité de l'échantillon comme si le disque, de largeur limitée, était un mur parfait.

Si le mur était parfait, la température décroîtrait avec la cote $z$ suivant la loi $(A_1 - B_1 z)$, $A_1$ et $B_1$ étant indépendants de la distance $r$ au centre du disque. La différence de température entre la section de base du disque et la section de cote $h$, $\delta = B_1 h$, serait liée au flux de chaleur constant $\varphi$ ayant pénétré, par unité de surface, dans la base du disque, par la condition $\varphi h = k\delta$, d'où la conductivité $k$.

A cause des pertes latérales, la loi de température sera plus compliquée et, tenant compte de l'équation indéfinie de la chaleur, on l'écrira, en se limitant au second ordre,

$$V = A_1 - B_1 z - C(r^2 - 2z^2). \qquad (1)$$

On suppose le flux chauffant constant sur toute la section de base. S'il était produit par effet Joule dans une résistance chauffante ayant un coefficient de

température, il serait un peu variable avec $r$; on en tiendrait compte par les termes supérieurs du développement (1); mais les conclusions générales ne seraient pas changées.

Entre un point de la base, à une distance $r_1$ de l'axe, et un point du plan $h$, à une distance $r'_1$ de cet axe, la différence de température est

$$\delta = B_1 h + C(r'^2_1 - r^2_1 - 2h^2).$$

Cette différence sera encore égale à $B_1 h$, quel que soit le défaut caractérisé par C, si, dans les deux plans de référence, la température est prise à des distances $r_1$ et $r'_1$, telles que

$$r'^2_1 = r^2_1 + 2h^2.$$

Par suite, la conductivité se calculera alors comme si le disque était un mur parfait.

Cela s'applique si rien n'impose une distribution de température sur les deux faces du disque. Mais si les conditions aux limites (production ou dissipation de la chaleur, contact d'un autre disque) ne laissent plus cette distribution libre, il faut ajouter dans la loi (1) des termes $D(3zr^2 - 2z^3)$ et, éventuellement, des termes de degré plus élevé.

Si, par exemple, la température est uniformisée sur la face $z = 0$ par la présence d'un disque beaucoup plus conducteur, C devra être nul et la différence de température $\delta$ sera encore égale à $B_1 h$, comme s'il n'y avait pas de pertes latérales, si

$$3r'^2_1 = 2h^2.$$

Si deux disques de conductibilités $k_1$ et $k_2$ sont superposés, la face inférieure du premier étant, par exemple, à température constante, on écrira les distributions de température sous la forme suivante, l'origine des $z$ étant prise pour chaque disque sur la face inférieure :

$$(2) \qquad V_1 = A_1 - B_1 z + D_1(3zr^2 - 2z^3) + \ldots,$$

$$(3) \qquad V_2 = A_2 - B_2 z - C_2(r^2 - 2z^2) + D_2(3zr^2 - 2z^3) + \ldots.$$

Ces développements ne sont évidemment pas valables près du pourtour des faces terminales, et il n'est par suite guère facile d'écrire les relations liant les coefficients. En ignorant ces relations, nous serons amené à écrire des conditions non nécessaires, mais en tous cas suffisantes, ce qui n'a aucun inconvénient si elles sont, quoique trop restrictives, physiquement possibles.

On aura $k_1\delta_1 = k_2\delta_2 = \varphi h$, comme en l'absence de pertes latérales, si

$$r'^2_1 = 2h^2, \qquad 3r^2_2 = 2h^2, \qquad 3r'^2_2 = 8h^2,$$

$r'_1$, $r_2$, $r'_2$ étant les distances, à l'axe commun, des prises de température sur la face supérieure du disque inférieur, et sur les faces inférieure et supérieure de l'autre. Ces conditions expriment que $(k_1\delta_1 - k_2\delta_2)$ est nul, quels que soient les coefficients $D_1$, $C_2$, $D_2$, traités comme indépendants.

De sorte que, si l'on effectue un tel réglage des prises de température, l'effet de perte latérale est corrigé quels que soient les métaux, les flux qui les traversent et les déperditions.

On généralise sans peine l'idée esquissée : les températures ne sont pas forcément mesurées sur les faces terminales mêmes des disques; la distribution des températures (par suite de la forme du chauffoir) peut n'être pas de révolution; on peut, enfin, relever des températures moyennes et non des températures locales.

Cet artifice (qui consiste, en somme, à compenser, par la variation radiale de la température, la variation normale trop faible du fait des pertes latérales) peut être employé dans bien des cas; il est évidemment en défaut si les températures sont pratiquement maintenues constantes sur deux faces d'un disque.

La méthode est particulièrement commode dans le cas des disques isolants : le dispositif thermométrique serait alors une feuille d'étain collée sur la face de l'isolant, découpée en bandes, et parcourue par un petit courant de mesure. Le chauffoir serait constitué de même par une feuille d'étain découpée, collée sur une feuille de papier, et une feuille de papier isolerait l'étain-chauffoir de l'étain-thermomètre. Il est possible d'étudier les résistances thermiques de passage, pour en éliminer l'effet.

Les expériences avaient été préparées dans ce sens en 1939; les événements les ont arrêtées.

PHYSICOCHIMIE. — *Sur le cisaillement critique des solutions solides.* Note de M. **Pierre Laurent**, présentée par M. Léon Guillet.

De nombreux auteurs ont montré que les additions augmentent considérablement la limite élastique des métaux purs (par exemple une addition de 1 % de Cd multiplie par 50 le cisaillement critique du zinc) (¹). Aucune explication théorique de ce phénomène n'a pu être donnée. La théorie des accrochages (²) permet de trouver quantitativement la variation du cisaillement critique en fonction de la concentration en élément d'addition. D'après cette théorie, sous l'action de la force extérieure, que nous supposerons un cisaillement pur $\tau$, des défauts internes ou accrochages naissent dans le métal à une extrémité des blocs en mosaïque et, après s'être déplacés le long de droites cristallographiquement définies, viennent s'accumuler à l'autre extrémité. Les accrochages arrêtés aux limites des blocs en mosaïque produisent ainsi, au lieu de leur formation, un cisaillement antagoniste $\tau_i$ ou consolidation atomique, qui s'oppose à la force extérieure. Le nombre N d'accrochages arrêtés

(¹) Rosbaud et Schmid, *Z. Physik*, 32, 1925, p. 197.
(²) P. Laurent et J. Valeur, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 831.

est lié à la consolidation atomique $\tau_i$ par la relation

$$(1) \qquad z_i^m = \beta N,$$

où $\beta$ et $m$ sont des constantes ($m=2$ pour le système cubique, $m=1$ pour le système hexagonal). D'après Taylor (³) le champ de tension créé par un accrochage varierait en raison inverse de la distance.

Les atomes du métal d'addition créent autour d'eux une perturbation du réseau qui gêne la propagation des accrochages. Soit $l$ la distance moyenne de deux atomes dissous; si $\alpha$ est la concentration de ces atomes, on a évidemment

$$(2) \qquad \alpha = \frac{A}{l^3},$$

où A est une constante. Admettons que, lorsque $p$ accrochages arrrivent sur un atome étranger, $p\theta$ seulement ($0<\theta<1$) peuvent le dépasser et que $p(1-\theta)$ sont arrêtés. Soit $(n-1)$ le nombre d'atomes étrangers sur la droite de glissement à l'intérieur d'un bloc en mosaïque; on a $nl = L$ ($L$ = longueur du bloc en mosaïque). Quand un accrochage se déplace d'une extrémité à l'autre du bloc en mosaïque, le glissement plastique est $d$ ($d$ = valeur de la maille du réseau dans la direction du glissement); s'il se déplace seulement de $l$, le glissement plastique n'est que $(l/L)d$. Soit N le nombre total des accrochages formés; le glissement produit est alors

$$(3) \qquad \gamma = N(1-\theta)d\frac{l}{L} + N\theta(1-\theta)d\frac{2l}{L} + \ldots + N(1-\theta)\theta^{n-1}d\frac{nl}{L} \sim N d\frac{l}{L}\frac{1}{1-\theta}.$$

Ces accrochages, arrêtés près des atomes étrangers, créent à leur lieu de formation un cisaillement antagoniste $\tau_a$ qui est opposé à la force extérieure et que nous appellerons la *consolidation d'alliage*. D'après (1), on peut écrire, en se limitant au cas des métaux hexagonaux ($m=1$),

$$(4) \qquad \tau_a = \frac{\beta'}{l}N(1-\theta) + \frac{\beta'}{2l}N(1-\theta)\theta + \ldots + \frac{\beta'}{nl}N(1-\theta)\theta^{n-1} \sim \frac{\beta'}{l}N\frac{1-\theta}{\theta}\,\text{Lognép}\,\frac{1}{1-\theta},$$

où $\beta$ est une nouvelle constante. En tirant N de S et en portant la valeur obtenue dans (4), on a, en tenant compte de (2),

$$\text{Lognép}\,\tau_a = \text{Lognép}\,F(\theta)\gamma + \frac{2}{3}\,\text{Lognép}\,\alpha$$

avec

$$\tau_a = F(\theta)\gamma\alpha^{\frac{2}{3}}.$$

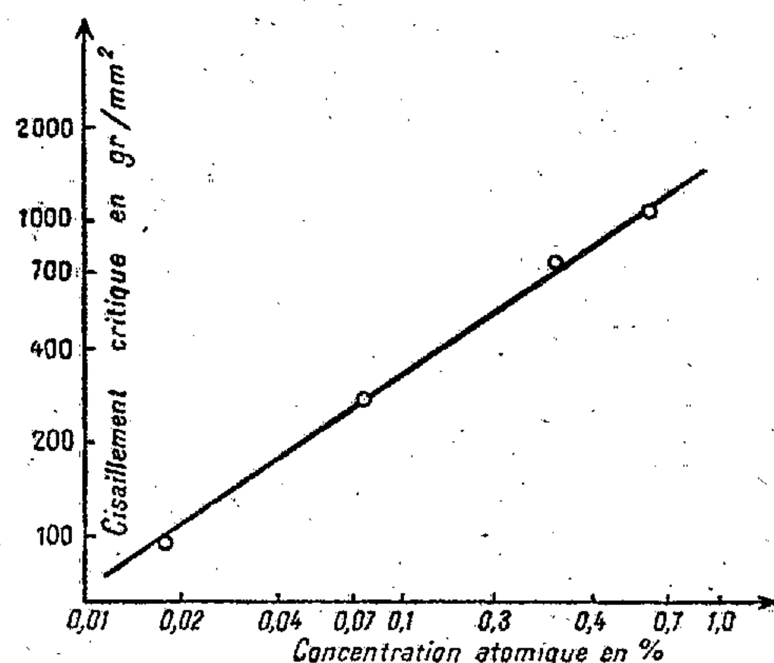
Si, pour produire sur un métal pur une déformation $\gamma$, il faut appliquer un cisaillement $\tau_0$, pour effectuer la même déformation sur un cristal de solution solide, il faudra exercer un cisaillement $\tau_0 + \tau_a$. On a donc, si $\gamma$ est la limite

(³) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 145, 1934, pp. 362, 388 et 405.

conventionnelle fixant la limite élastique,

$$\tau_E = \tau_0 + \tau_a.$$

Mais $\tau_0$ est souvent très petit vis-à-vis de $\tau_E$, donc de $\tau_a$; aussi, pour des concentrations assez faibles pour que l'on puisse admettre que $\theta$ est indépen-




dant de $\alpha$, la courbe représentative de la limite élastique d'un alliage en fonction de la concentration atomique est, en coordonnées logarithmiques, une droite de pente 2/3. La figure ci-dessus, établie à partir des résultats expérimentaux de Rosband et Schmid (1), montre que cette loi est correctement vérifiée pour le zinc avec addition de cadmium.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Action de la force centrifuge sur les solutions.* Note de M. **Albert Tian**, présentée par M. Charles Fabry.

Après les nombreux travaux théoriques sur la centrifugation des solutions dus à Gibbs, Gouy et Chaperon, Duhem, van der Waals et des Coudres, les premiers essais expérimentaux ont été réalisés en 1904, sur les solutions vraies, par Lobry de Bruyn et van Calcar; mais ils ne sauraient être considérés comme démontrant l'effet attendu. En 1922, j'ai donné (1) le principe d'une méthode permettant d'éviter, par le blocage du liquide centrifugé, la principale difficulté de ce genre d'expériences due aux mouvements d'origine mécanique ou thermique. Depuis, un certain nombre d'expérimentateurs se sont attachés à résoudre le même problème, en mesurant indirectement la concentration à diverses distances de l'axe, et, en cours de rotation, par l'emploi de méthodes optiques (Ole Lamm, Pedersen, Svedberg et ses élèves). On évite ainsi l'effet des remous produits à l'arrêt, mais non ceux qui sont créés par les variations de vitesse ou les échauffements.

---

(1) *Bull. Soc. Chim.*, 31, 1922, p. 165.

Mes premiers essais de 1922 ont été interrompus par des difficultés mécaniques; ils ont été repris en 1926 et 1936 avec des moyens plus perfectionnés (²). Je donne aujourd'hui l'essentiel des résultats obtenus. Ils sont relatifs aux solutions d'un non-électrolyte (saccharose) et de deux sels de grands poids moléculaires (même diminués de la poussée du liquide) dont l'un est très peu ionisé.

Les solutions étaient soumises, dans une machine de type courant (Sharples), à un champ d'environ 50 000 × g. L'immobilisation du liquide s'obtenait par l'emploi de toiles d'environ $1^{dm^2}$. Par groupe de trois, après imprégnation avec la même solution, on les disposait dans le bol platiné de la centrifugeuse de manière à leur donner la forme de cylindres coaxiaux; il était ainsi facile, après centrifugation, d'isoler trois couches liquides de $0^{mm},7$ d'épaisseur situées à des distances croissantes de l'axe de rotation. Pour évaluer leurs concentrations, on utilisait l'un des procédés suivants : A. Les poids des toiles après centrifugation, diminués de ceux des toiles sèches, donnaient les masses des solutions; après dessiccation dans le même vide, pendant le même temps, en présence du même desséchant, on avait encore par différence les masses du corps dissous; d'où, enfin, par quotient de ces masses, les titres des trois solutions, externe (toile E), moyenne (toile M) et interne (toile I). B. Après centrifugation, les toiles E, M et I, fortement comprimées, libéraient un peu de liquide dont le titre se déterminait encore par évaporation.

*Complications dues à l'adsorption.* — La toile n'adsorbe pas également l'eau et les corps dissous. Si les toiles centrifugées retenaient la même quantité de liquide, il n'en résulterait aucune perturbation fâcheuse; mais, en général, la toile E contient plus de liquide que M et surtout que I. 1° Considérons le cas d'un sel tel que $HgI^4Ba$ ou $Cy^2Hg$; il est plus adsorbé que l'eau : de ce fait, la toile I, qui retient le moins le liquide libre (liquide dont le titre est inférieur à celui de la solution d'imprégnation), tend à fournir une concentration supérieure à celle de M et surtout de I; l'effet de l'adsorption est donc de contrarier l'action de la force centrifuge puisque celle-ci doit provoquer une augmentation du titre si l'on s'écarte de l'axe. 2° Soit, au contraire, le cas d'un corps tel que le saccharose, moins adsorbé que le solvant. L'effet sera inverse. Il est donc nécessaire, dans ce cas, d'effectuer une correction. Celle-ci, fonction du poids de solution par gramme de toile sèche, s'évalue dans une expérience de centrifugation de courte durée.

Par le mode opératoire B, on évite la correction d'adsorption, mais la très faible quantité de liquide extrait limite beaucoup la précision.

*Résultats.* — Voici les différences (en %), toutes positives, des titres entre E et M et entre E et I. Les moyennes sont en caractères gras.

I. — *Solution à 43 % de* $HgI^4Ba$; *emploi du procédé* A (pesée des toiles).

| Durées... | 2 h. 5. | 5 heures. | 10 heures. |
|---|---|---|---|
| E — M..... | 0,33; 0,30; 0,18; **0,27** | 0,46; 0,39; 0,35; 0,30; **0,37** | 0,63; 0,72; **0,67** |
| E — I..... | 0,13; 0,19; 0,17; **0,16** | 0,85; 0,51; 0,57; 0,76; **0,67** | 1,33; 1,59; **1,46** |

(²) Communication faite à la Société Chimique de France, Section de Marseille, le 2 juin 1937.

II. — *Solution à* 8 % *de* $(CN)^2Hg$; *emploi du procédé* A.

| Durées | 0 h. 5. | 2 h. 5. | 5 heures. |
|---|---|---|---|
| E — M brutes | 0,118; 0,084; | 0,142 | 0,160; 0,140; 0,098; 0,134 |
| » corrigées | 0,119; 0,116; **0,117** | 0,128 | 0,141; 0,118; 0,125; 0,132; **0,128** |
| E — I brutes | 0,245; 0,162 | 0,318 | 0,331; 0,293; 0,308; 0,310 |
| » corrigées | 0,244; 0,249; **0,246** | 0,359 | 0,364; 0,331; 0,387; 0,317; **0,350** |

III. — *Solution à* 20 % *de saccharose; emploi du procédé* A.

| Durées | 10 heures. | 22 heures. |
|---|---|---|
| E — M brutes | 0,18; 0,18; 0,12; | 0,23 |
| » corrigées | 0,16; 0,13; 0,15; **0,14** | 0,12 |
| E — I brutes | 0,77; 0,58; 0,37; | 0,73 |
| » corrigées | 0,49; 0,38; 0,40; **0,42** | 0,37 |

IV. — *Solution à* 8 % *de* $(CN)^2Hg$; *emploi du procédé* B (pesée des solutions).

| Durée | 2 h. 5. |
|---|---|
| E — M | 0,080; 0,106; 0,150; **0,112** |
| E — I | » 0,308; 0,381; **0,344** |

Dans tous les cas, on constate un accroissement du titre avec la distance à l'axe de rotation.

Les expériences décrites prouvent donc que la force centrifuge détermine, dans les solutions vraies, une variation de concentration dans le sens prévu. Elles montrent, en outre, que des recherches de cette nature sont réalisables avec un matériel que l'on peut aisément réunir dans un laboratoire.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur deux modes d'action des antioxygènes dans le caoutchouc*. Note de M. **Jean Le Bras**, présentée par M. Marcel Delépine.

Il est habituellement admis que les antioxygènes protègent les produits oxydables contre l'effet nuisible de l'oxygène en retardant la vitesse de combinaison de cet élément. En conséquence, si l'on mesure l'oxydabilité (1) d'un mélange de caoutchouc sans antioxygène et celle du même mélange auquel on a ajouté un tel agent, on doit s'attendre à observer, dans le second cas, une absorption nettement moins rapide de l'oxygène. C'est effectivement ce qui avait été constaté jusqu'à présent d'une manière générale, tant pour le caout-

(1) Cette mesure de l'oxydabilité s'effectue aisément à l'aide d'un manomètre spécialement conçu pour cet usage : voir Ch. Dufraisse, *Rub. Chem. Techn.*, **11**, 1938, p. 268; *Rev. Gén. Caoutc.*, **18**, 1941, p. 185; Ch. Dufraisse et J. Le Bras, *Rub. Chem. Techn.*, **12**, 1939, p. 568; *Rev. Gén. Caoutc.*, **17**, 1940, p. 9.

chouc que pour les autres substances susceptibles d'être protégées par des antioxygènes.

Or en étudiant systématiquement une série d'antioxygènes de natures chimiques différentes, nous avons été amené à faire diverses observations qui mettent en évidence l'existence de deux modes d'action de ces produits. Les expériences consistaient à préparer un mélange déterminé utilisé comme témoin et à lui comparer d'autres mélanges de même composition auxquels on avait incorporé une même dose de chacun des antioxygènes à étudier; pour chacun de ces mélanges, on mesurait d'une part l'oxydabilité et l'on déterminait d'autre part la courbe de vieillissement à l'étuve de Geer (variation de la résistance à la rupture en fonction du temps de séjour dans l'étuve). On a constaté alors que certains antioxygènes abaissent nettement la vitesse de combinaison de l'oxygène au caoutchouc (au tiers ou au quart de sa valeur); d'autres au contraire, bien qu'exerçant, d'après les résultats trouvés à l'étuve de Geer, une protection efficace, ne diminuent cette vitesse que dans une faible proportion.

Il semble donc que l'on se trouve en présence de deux modes d'action différents pouvant s'expliquer de la façon suivante. Les corps appartenant à la première catégorie s'opposent, selon le mécanisme normal de l'action antioxygène (²) et dans la mesure de leur pouvoir, à la combinaison de l'oxygène au caoutchouc; mais l'oxygène qui échappe à leur barrage forme alors, comme dans le cas d'un mélange non protégé, des peroxydes qui dégradent profondément le caoutchouc. Les seconds, eux, ne retardent pas la combinaison de l'oxygène : leur fonction est de désactiver les peroxydes, en les transformant en oxydes de caoutchouc n'ayant plus qu'une action nocive réduite (³). Cela s'accorde parfaitement avec ce que prévoit la doctrine de l'autoxydation (⁴).

En réalité ces mécanismes correspondent à deux classes idéales d'agents protecteurs; on les reconnaît à ce que, pour une quantité donnée d'oxygène absorbé (⁵), l'altération est égale à celle du témoin pour les *antioxygènes typiques* et nulle, tout au moins théoriquement, pour les *désactiveurs*.

Dans la pratique, chaque produit paraît présenter un complexe des deux mécanismes, avec prédominance plus ou moins accentuée de l'un ou de l'autre.

En effet, prenons un exemple de chaque catégorie, soit : la phényl-β-naphtyl-

---

(²) Ch. Dufraisse, *Rev. Gén. Caoutc.*, 9, nos 85 et 87, 1932 et *Chemistry and Technology of Rubber*, 1937, Chap. XIII, p. 440.

(³) Un fait isolé avait été signalé dans ce sens à propos de la litharge, qui, du point de vue oxydabilité, semble fonctionner comme un prooxygène (Ch. Dufraisse, N. Drisch et D. Pradier-Gibello, *Rev. Gén. Caoutc.*, 10, n° 94, 1933).

(⁴) Voir par exemple : Ch. Dufraisse et P. Chovin, *Handbuch der Katalyse*, vol. II, 1940, p. 136.

(⁵) Il est bien entendu qu'il ne s'agit ici que d'oxydations commençantes (voir, par exemple, à ce propos : Ch. Dufraisse, *Traité de Chimie organique de Grignard*, vol. II, 1936, p. 1147).

amine à tendance antioxygène, et le mercaptobenzimidazole à tendance désactivante. Le premier retarde l'oxydation, mais ne diminue que peu la nocivité de l'oxygène (à doses égales d'oxygène absorbé, l'altération est peu inférieure à celle du témoin); le second abaisse nettement la nocivité de l'oxygène, mais ne ralentit que faiblement l'oxydation.

Ces deux corps interviennent par des mécanismes suffisamment différents pour que l'on puisse penser obtenir, en combinant leurs actions, un renforcement important du pouvoir antioxygène. Aussi avons-nous comparé au témoin trois compositions contenant, la première 2 p. de phényl-β-naphtylamine, la deuxième 2 p. de mercaptobenzimidazole et la troisième un mélange de 1 p. de phényl-β-naphtylamine et 1 p. de mercaptobenzimidazole. Après un vieillissement de 36 jours à l'étuve de Geer, on constate que le témoin a perdu 94 % de sa résistance primitive et les autres mélanges, respectivement, 51 %, 33 %, et, enfin, 6,5 % seulement. La protection ainsi réalisée par le mélange des deux types d'antioxygènes est remarquable et l'expérience vérifie bien ce que le raisonnement laissait prévoir.

Une telle méthode d'étude permet, en conséquence, de constituer rationnellement des mélanges d'antioxygènes présentant un degré élevé d'efficacité.

COLLOÏDES. — *Structure micellaire des solutions de savon et mécanisme des transformations sol-gel, gel-coagel.* Note de M. **Dikran Dervichian**, présentée par M. Charles Mauguin.

Pour concilier le point de vue de Mc Bain (¹) avec celui de G. S. Hartley (²), J. Stauff (³) admet qu'il faut envisager deux espèces de particules dans les solutions de savon : à des concentrations supérieures à environ M/10, de grandes micelles; entre M/1000 et M/10, de petites micelles d'une nature différente. Je me propose de montrer ici que toutes les propriétés de ces solutions peuvent être interprétées en ne faisant appel qu'à une seule sorte de micelles.

I. On connaît la structure stratifiée des savons anhydres. Les résultats de l'analyse par les rayons X ne peuvent s'interpréter qu'en admettant que, dans les solutions de savon au-dessus de leur température de clarification (point de Kraft) et à mesure que l'on dilue, un nombre de plus en plus grand de couches de molécules d'eau s'intercalent entre les groupes $COO^-$ des feuillets, augmentant d'autant la grande période responsable d'une des interférences. Dans

(¹) Mc Bain et Jenkins, *J. Chem. Soc. London*, 121, 1932, p. 2525.
(²) *Aqueous solutions of paraffin-chain salts*, Paris, 1936.
(³) *Kolloid Zeits.*, 89, 1939, p. 224.

l'esprit de Stauff, l'idée de micelle se confond avec la particule microcristalline constituant la fibre des coagels de savon ([4]) et, pour lui, l'ensemble de l'édifice conserve une individualité, bien que dans certains cas les feuillets soient écartés par plus de 8 couches d'eau.

C'est au contraire le double feuillet élémentaire que j'identifie avec la micelle ([5]). Ainsi, nous admettrons, qu'au-dessus d'une concentration de M/1000, les molécules d'abord libres se réunissent en micelles constituées seulement par deux couches monomoléculaires planes accolées par leurs groupes $CH^3$ et présentant deux grandes faces externes tapissées par les groupes ionisés $COO^-$. La concentration augmentant, le nombre des micelles devient tel qu'il n'y a plus assez de molécules d'eau pour les tenir suffisamment éloignées et indépendantes les unes des autres et, vers M/10, une structure commence à apparaître. Mais l'arrangement des micelles doit être considéré comme étant analogue à l'association de molécules anisométriques dans la conception actuelle des liquides. Chaque micelle est disposée avec ses grandes faces parallèles et à égale distance de celles de ses voisines; mais l'ordre n'étant pas rigoureux, à partir d'une certaine distance, le désordre devient sensible. Il est évident que les groupes de micelles ainsi envisagées ne constituent pas des individus bien définis, et surtout que le nombre des micelles ordonnées autour de l'une d'entre elles diminue lorsque croît la dilution.

On comprend dès lors les particularités observées par Stauff dans la diffraction des rayons X. Avec la dilution, la grande période croît; mais simultanément les anneaux de diffraction correspondants diminuent d'intensité, jusqu'à disparaître vers 0,5 M, par ce que le nombre des micelles ordonnées en chaque point est trop restreint pour donner lieu à des interférences. Mais, s'il n'en est plus ainsi pour les plans des $COO^-$, ce nombre peut être encore suffisant en ce qui concerne les plans de réflexion correspondant aux distances latérales entre les chaînes. Néanmoins il arrive que vers 0,2 M, le nombre des micelles ordonnées est trop faible, même pour les interférences latérales.

II. La micelle élémentaire permet d'interpréter également les changements que l'on observe au-dessous de la température de Kraft. L'état de *gel* se traduit par une prise en masse de la solution qui reste transparente; l'aspect trouble du gel coagulé, ou *coagel*, est dû à la formation de fibres cristallines microscopiques. Cet édifice cristallin se constitue évidemment à partir des micelles, autant par empilement sur les grandes faces polaires que par accolement par les faces latérales paraffiniques. La micelle élémentaire constitue par ses deux grandes faces un germe de réseau ionique, alors que, considérée latéralement, elle représente une amorce de réseau paraffinique ou homopolaire. On conçoit

---

([4]) Thiessen et Spychalski, *Zeits. phys. Chem.*, A, 156, 1931, p. 435.

([5]) *J. Chimie Phys.*, 38, 1941, p. 59.

dès lors que des différences très marquées se présentent dans la croissance des différentes faces, à tel point que le réseau paraffinique puisse être entièrement édifié et que les faces polaires puissent rester en sursaturation; le cristal n'est alors développé que suivant deux dimensions. De plus, les distances latérales entre les chaînes ne sont pas les mêmes dans toutes les directions du réseau paraffinique et l'on comprend que le double feuillet puisse comporter une direction privilégiée dans sa croissance, donnant naissance à des rubans plutôt qu'à des feuillets. L'accolement latéral ne peut évidemment se faire qu'au-dessous du point de Kraft, lorsque les chaînes paraffiniques sont figées dans leur réseau.

L'enchevêtrement de ces rubans, microcristaux à *deux dimensions*, doit être la cause de la prise en masse. Étudiant l'évolution d'un gel d'oléate de Na, P. A. Thiessen (6) a montré que la double réfraction à l'écoulement croît rapidement, indiquant par là que les particules s'allongent au cours de la phase qui précède la prise en masse. Du fait que la conductibilité ne varie pas, il déduit que le nombre total des groupes polaires superficiels ne change pas et que par suite l'accolement ne doit se faire que par les faces latérales des micelles. Rappelons cependant que, pour Thiessen, les micelles initiales sont déjà constituées par l'empilement d'un grand nombre de doubles feuillets. Pour nous, cette remarque prend une signification encore plus grande, du fait que le réseau paraffinique seul s'est développé et que, pour un rayon lumineux qui traverse le milieu, les conditions sont les mêmes, que les micelles soient séparées ou qu'elles soient rassemblées latéralement. Il en est de même du nombre de groupes ionisés en contact avec l'eau, puisqu'il reste toujours égal au nombre total des groupes polaires. Le gel est un état métastable et la coagulation correspond à la cessation de ce déséquilibre par le développement, après coup, du cristal dans la troisième dimension. Au hasard des rencontres, les faces ioniques s'accolent, ce qui donne lieu à l'empilement. Alors apparaissent les microcristaux qui, par la forme même des éléments dont ils dérivent, ont la structure filamenteuse et feuilletée des fibres de coagel.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur l'existence dans les graines de Colza de combinaisons organiques sulfurées volatiles directement solubles dans l'éther et l'éther de pétrole*. Note de M. **Émile André** et Mme **Madeleine Charles**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons consigné (1) les résultats que nous a donnés le dosage du soufre total dans un échantillon de graines de Colza d'hiver de la variété dite *Colza ordinaire*. Les graines

---

(6) *Zeits. phys. Chem.*, A, 156, 1931, p. 457.

(1) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 327.

tout-venant avaient été classées en plusieurs fractions d'après leur grosseur. Nous avions, en outre, dosé le crotonylsénevol libéré lorsque les graines finement broyées sont mises en contact avec de l'eau. Nous avons reconnu que la quantité de soufre qui se dégage sous cette forme est proportionnellement très faible puisqu'elle n'atteint pas plus de 3 à 3,5 % du soufre total.

A la fin de la même Note nous avons signalé que si l'on extrait par un solvant organique, tel que l'essence légère de pétrole ou l'éther sulfurique, l'huile contenue dans les graines, et que l'on dose ensuite le soufre dans le résidu déshuilé et dans l'huile extraite, on constate qu'une perte appréciable s'est produite. Pour l'expliquer, nous avons été conduits à admettre : 1° que des composés sulfurés directement solubles dans l'éther et dans l'éther de pétrole existent dans les graines; 2° que ces composés sont entraînés par les vapeurs de solvant pendant que l'on distille la solution éthérée ou éthéro-pétrolique d'huile.

La présente Note a pour objet de confirmer et de préciser ces premières observations.

Nous avons cette fois étudié des graines de Colza de printemps de la variété dite *Koubja de Russie*. Nous les avons d'abord classées par calibrage en trois catégories : grosses, moyennes et petites. Le soufre a été dosé dans chacune d'elles; nous l'avons dosé ensuite dans les graines déshuilées par dissolvant et dans l'huile extraite.

Pour effectuer ces dosages, nous avons utilisé la méthode de Eschka et Rothe modifiée par l'un de nous [2]; elle a été décrite en détail dans un autre Recueil, aussi ne ferons-nous qu'en rappeler le principe. Elle repose sur la destruction des substances sulfurées par pyrolyse en présence d'un mélange alcalin infusible, constitué par de l'oxyde de magnésium et du carbonate de sodium secs. Un tour de main particulier, reposant sur l'emploi de trois creusets emboîtés à renversement les uns dans les autres, nous a permis d'en étendre beaucoup l'usage.

Nos divers dosages de soufre ont fourni les données numériques suivantes :

| | Grosses graines. | | Graines moyennes. | | Petites graines. | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Soufre contenu dans 100g de graines... | | 1,671 | | 1,425 | | 1,507 |
| Soufre retrouvé dans le résidu déshuilé provenant de 100g de graines....... | 1,193 | 1,279 | 1,080 | 1,140 | 1,152 | 1,221 |
| Soufre retrouvé dans l'huile provenant de 100g de graines................ | 0,086 | | 0,060 | | 0,069 | |
| Soufre manquant............. | | 0,392 | | 0,285 | | 0,286 |

La lecture des chiffres ci-dessus confirme la perte de soufre que nous avions déjà constatée pendant l'extraction de l'huile; cette perte est plus importante que dans nos expériences antérieures, où nous avions constaté un déficit allant de 7 à 13 % ; pour les graines de Colza de printemps (*Koubja de Russie*) le déficit

(2) ÉMILE ANDRÉ et JEAN ROCHE, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 5e série, 5, 1938, p. 1218.

a été de 23,5 % pour les grosses graines, de 20 % pour les graines moyennes et de 19 % pour les petites graines.

Nous nous trouvons amenés pour la seconde fois à conclure qu'il existe dans les graines de Colza une essence sulfurée possédant une odeur désagréable de chou. Cette essence se dissout dans les solvants organiques en même temps que l'huile fixe; la plus grande partie distille avec le dissolvant pendant que l'on récupère l'huile, la perte paraît se produire surtout au moment où l'on chauffe cette dernière dans le vide pour la priver des derniers restes d'éther ou d'éther de pétrole.

On sait depuis longtemps que l'on peut retirer des graines de Colza une essence à odeur de moutarde qui prend naissance par action de l'eau sur un glucoside à sénévol en présence d'un ferment soluble : la myrosine.

Nous avons dosé cette essence dans les graines de Colza Koubja déshuilées par l'éther et nous avons constaté que la quantité de soufre qui peut être dégagée sous cette forme est petite; elle représente, par rapport au soufre total, 3,16 % pour les grosses graines, 2,81 % pour les graines moyennes et 2,17 % seulement pour les petites graines.

L'essence à odeur de Chou, directement soluble dans l'éther, est certainement plus abondante; nous croyons avoir des raisons de supposer qu'elle est constituée par des composés organiques sulfurés non azotés.

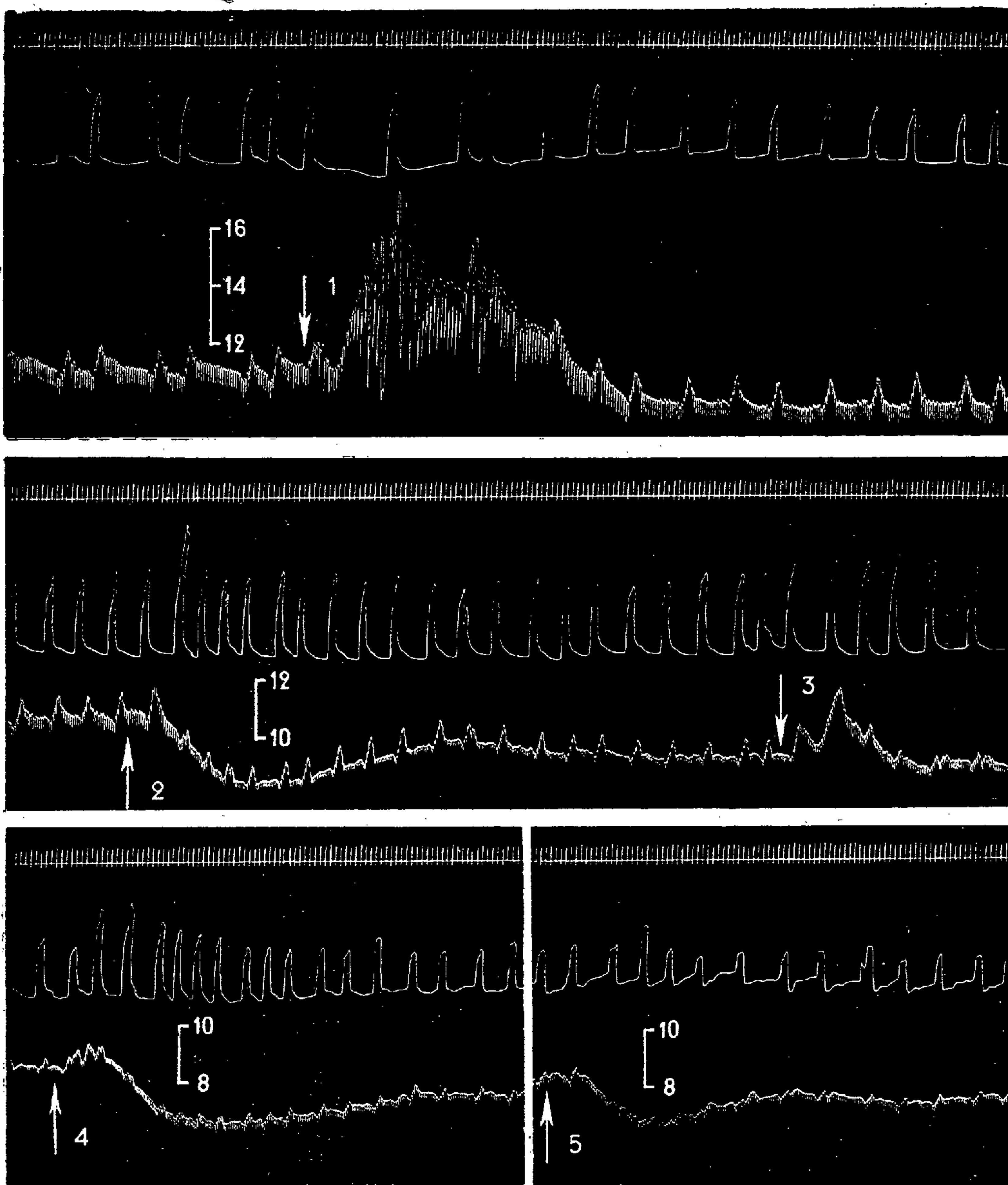
PHARMACODYNAMIE. — *Sur quelques propriétés du désoxy-yohimbol.* Note de M. RAYMOND-HAMET, présentée par M. Gabriel Bertrand.

B. Witkop a pu récemment préparer à l'état cristallisé un dérivé complètement désoxygéné de la yohimbine, le désoxy-yohimbol, auquel il a attribué la formule $C^{19}H^{24}N^2$. Ce chimiste ayant aimablement mis à notre disposition une petite quantité de ce rare produit, nous avons pu constater que, mis en présence tant du réactif de Fröhde que de l'acide sulfurique-chloral, il n'y faisait pas apparaître les colorations qu'on tient pour caractéristiques de la yohimbine.

Dans le premier de ces réactifs, le désoxy-yohimbol se dissout sans le colorer, mais, après 3 à 4 minutes, on voit apparaître, au sein de la solution, des traînées d'une nuance difficilement définissable qu'on peut cependant considérer comme variant du jaune orangé au rouge orangé ([1]); ces traînées se résorbent dans le liquide qu'elles colorent, en 5 minutes environ, d'une nuance intermédiaire entre le jaune orangé un peu rabattu et l'orangé un peu rabattu. Après 10 minutes, un anneau d'une teinte intermédiaire entre le jaune vert et le vert se forme à la périphérie de la solution et s'élargit progres-

---

([1]) Les colorations ont été comparées aux types du Répertoire chromatique de Lacouture.




*Expérience du* 10 *septembre* 1943. — Jeune chien de 5kg, anesthésié par le chloralose (12cg par kg). 1re, 4e et 7e lignes : temps en secondes. 2e, 5e et 8e lignes : mouvements respiratoires enregistrés par l'explorateur de la pulsation cardiaque de Marey. 3e, 6e et 9e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrée par le manomètre à mercure. On a injecté dans la saphène, en 1, 3 et 5 : 0mg,006 d'adrénaline base sous forme de bitartrate de Höchst, en solution dans 0cm³,60 de soluté physiologique de chlorure de sodium, en 2 : 5mg, en 4 : 10mg de désoxy-yohimbol de Witkop, dissous, après neutralisation par l'acide chlorhydrique dilué, dans le soluté physiologique de chlorure de sodium, à raison de 2mg par cm³. Tracés réduits de 1/4.

sivement, de telle sorte, qu'après 1 heure environ, la solution est devenue tout entière d'une nuance intermédiaire entre le jaune vert un peu rabattu et le vert un peu rabattu. Après 3 heures, elle est d'un jaune vert très rabattu. Après 12, 18 et 24 heures, le liquide, devenu d'un magnifique orangé un peu rabattu, recouvre un fin précipité rouge orangé qui adhère au verre de montre.

Le second de ces réactifs ne se colore pas à froid quand on y introduit du désoxy-yohimbol, mais, à chaud, il acquiert peu à peu une coloration d'un jaune orangé un peu rabattu (*vulgo* brun) sans que jamais y apparaisse la magnifique coloration bleue qui y fait naître la yohimbine.

Nous avons pu, en outre, nous assurer que le désoxy-yohimbol possède quelques-unes des propriétés physiologiques essentielles de la yohimbine, et notamment l'action hypotensive et le pouvoir sympathicolytique. C'est, en effet, ce qui résulte de l'expérience dont procèdent les tracés qui sont reproduits ici. Initialement l'injection de $0^{mg},006$ d'adrénaline faite à un chien élevait la pression carotidienne de 122 à $174^{mm}$ de Hg et provoquait une nette bradypnée. Quand l'animal eût été soumis à l'action de $1^{mg}$ de désoxy-yohimbol par kilogramme, l'injection de la même dose d'adrénaline qu'auparavant ne provoqua plus d'une part qu'une faible et rapide hypertension faisant passer la pression carotidienne de 100 à $118^{mm}$ de Hg, d'autre part qu'une bradypnée fugace et peu marquée. Enfin quand le chien eût reçu une dose totale de $3^{mg}$ de désoxy-yohimbol par kilogramme, l'adrénaline, toujours à la même dose, abaissa la pression carotidienne de 85 à $69^{mm}$ de Hg et entraîna une très légère tachypnée. Quant aux injections du désoxy-yohimbol elles-mêmes, la première, à la dose de $1^{mg}$ par kilogramme, fit passer la pression carotidienne de 117 à 90, 107, puis à $99^{mm}$ de Hg et provoqua une légère et peu durable tachypnée; la seconde, à la dose de $2^{mg}$ par kilogramme, abaissa la pression carotidienne de 89 à 69 après l'avoir initialement élevée très passagèrement à $94^{mm}$ de Hg, et montra une action excito-respiratoire se traduisant à la fois par une nette tachypnée et par une augmentation assez marquée de l'amplitude des contractions respiratoires.

Il convient de noter que le désoxy-yohimbol est la première substance du groupe de la yohimbine ne donnant pas les deux réactions colorées les plus caractéristiques de cet alcaloïde, dont on ait pu mettre en évidence l'activité sympathicolytique.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Combinaisons entre protéides et cuivre*. Note (1) de MM. **Michel Macheboeuf** et **Max Viscontini**, transmise par M. Gabriel Bertrand.

Si l'on soumet du sérum sanguin à la dialyse en utilisant comme liquide de l'eau très légèrement souillée par un sel de cuivre, le contenu du dialyseur

(1) Séance du 20 septembre 1943.

prend progressivement une teinte verdâtre et des quantités importantes de cuivre s'y accumulent à la longue, comme si les protéides étaient capables de capter les traces de cuivre. L'intérêt du phénomène nous parut grand, étant donné ce que l'on sait sur le captage de certains ions par les radicelles ou par les mycéliums et sur l'influence de très faibles quantités de ces ions sur les végétaux. Ce problème présente d'ailleurs des analogies avec la question plus générale des affinités des protéides.

Deux dialyseurs en collodion, contenant $20^{cm^3}$ de sérum de Cheval, furent plongés, l'un dans de l'eau bidistillée (témoin), l'autre dans de l'eau contenant par litre $2^{mg}$ de cuivre. Les liquides extérieurs furent renouvelés deux fois par jour; une contre-pression réglable maintenait constant le volume intérieur. Le dixième jour, le contenu du témoin avait une teneur en cuivre de $3^{mg}$ par litre tandis que dans l'autre dialyseur nous trouvions $100^{mg}$ par litre, soit une concentration 50 fois plus forte que celle du liquide extérieur au dialyseur (²).

Si l'on plonge un dialyseur plein de sérum dans une solution plus riche en cuivre contenant par exemple $252^{mg}$ de cuivre par litre (à l'état de sulfate), on voit, au bout de quelques heures, les protéides précipiter et le contenu du dialyseur se prendre en masse en formant une pâte vert cendré contenant $1500^{mg}$ de cuivre par litre. Si l'on soumet alors cette pâte à l'ultrafiltration, on obtient un ultrafiltrat dans lequel il est impossible de déceler du cuivre, même par la réaction de Spacu (³) que l'on sait très sensible; le cuivre est donc entièrement fixé par les protéides.

Lorsque les protéides sont ainsi précipités par le cuivre, le phénomène n'a pas atteint son terme car, si l'on poursuit la dialyse, la teneur en cuivre s'élève encore et une partie du précipité passe en solution. Il y a alors des ions cuivre libres décelables par ultrafiltration, et c'est la présence de sel de cuivre en excès qui provoque la dissolution d'une partie du précipité car, si l'on élimine le sel de cuivre libre, par dialyse contre de l'eau pure, un précipité reparaît.

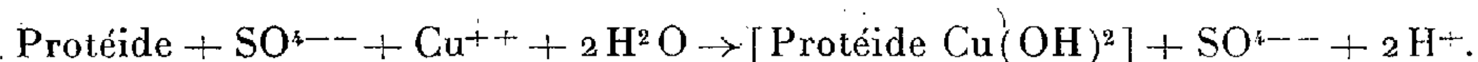
Si l'on se place dans les conditions où il n'y a pas encore d'excès de cuivre, le métal est entièrement dissimulé à ses réactifs courants. L'hydrogène sulfuré, par exemple, ne précipite pas, en milieu neutre, de sulfure de cuivre, mais donne seulement une légère teinte brun rougeâtre. Tous ces faits nous amènent à conclure que le cuivre se combine aux protéides pour former des complexes typiques et non des sels de cuivre dissociables.

Si, au lieu d'opérer par dialyse, on ajoute simplement au sérum une solution diluée de sulfate de cuivre, il faut en introduire une quantité notable

(²) Dans les deux dialyseurs il y avait naturellement un précipité de globulines. Nous avons agité avant les prélèvements pour analyse.

(³) *Bull. Soc. Stinte. Cluj.*, 1, 1922, p. 284 (*Adaptation quantitative par* Paulais, *Thèse Sciences*, Paris, 1939, et D. Bertrand, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 25, 1943, p. 43).

avant qu'apparaisse un précipité. Mais un phénomène intéressant peut être décelé déjà lorsque la quantité de cuivre est insuffisante pour provoquer une précipitation; en effet, le mélange est beaucoup plus acide qu'on ne pouvait le prévoir. L'évolution du pH, en fonction du volume de solution de sel cuivrique ajouté au sérum, est la même, au début tout au moins, que si l'on avait ajouté une solution équimoléculaire de l'acide correspondant. Exemple : à $20^{cm^3}$ de sérum, ajoutons $2^{cm^3}$ de solution 0,1 M de nitrate cuivrique (dont le pH est 4,15); le pH du mélange est 6,31. Si, dans $20^{cm^3}$ du même sérum, nous versons $2^{cm^3}$ de solution 0,2 M d'acide nitrique (donc une quantité identique d'ions $NO^{3-}$), le pH du mélange est 6,27. Tout se passe en somme comme si les protéides mis en présence d'un sel cuivrique libéraient intégralement l'acide lui-même en captant la base $Cu(OH)^2$ par une réaction répondant au schéma



$$\text{Protéide} + SO^{4--} + Cu^{++} + 2H^2O \rightarrow [\text{Protéide } Cu(OH)^2] + SO^{4--} + 2H^+.$$

Nous avons étayé cette hypothèse en constatant ce qui suit : si l'on ajoute au sérum de l'hydrate cuivrique $Cu(OH)^2$ convenablement préparé et bien lavé, on voit cet hydrate se dissoudre dans le sérum sans que le pH se modifie notablement. Si l'hydrate est mis en excès, il reste un précipité, et c'est seulement alors que le pH s'élève; mais nous n'envisageons pas, dans la présente Note, les phénomènes constatés en présence d'un excès de cuivre ou d'hydrate.

*Conclusions.* — Les protéides du sérum peuvent former avec le cuivre des complexes dans lesquels le métal est masqué à ses réactifs. Lorsque l'on mélange le sérum avec de petites quantités d'un sel cuivrique, le liquide s'acidifie fortement, car les protéides captent $Cu(OH)^2$ en libérant l'acide. D'ailleurs, l'hydrate cuivrique lui-même se dissout dans le sérum en se combinant aux protéides sans que le pH se modifie notablement. L'affinité des protéides pour le cuivre est tellement grande qu'un dialyseur contenant du sérum capte les traces de cuivre présentes dans le liquide dans lequel on le plonge.

La séance est levée à $15^h30^m$.

A. Lx.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de septembre 1943.

*La Tourbe. Exploitation et conditionnement. Gazogènes à tourbe. Tourbe textile. Tourbe engrais*, par Charles Berthelot. Paris, Dunod, 1943; 1 vol. 21cm (présenté par M. L. Guillet).

*Cartes orthométriques à double projection*, par Ém. Errera. Paris, Blondel La Rougery, 1943; 1 fasc. 24cm,5 (présenté par M. G. Perrier).

*Carte mondiale orthométrique à double projection*, par Ém. Errera. Paris, Blondel La Rougery, 1943; 1 pl. 98cm,5 × 60cm,5 (présentée par M. G. Perrier).

*Les Coléoptères. Formes, mœurs, rôle*, par Renaud Paulian. Paris, Payot, 1943; 1 vol. 23cm (présenté par M. L. Fage).

Tables annuelles de constantes et données numériques. 39. *Spectres d'absorption des liquides, solutions et solides*, par Magat et N. Maier. Paris, Hermann et Cie, 1943; 1 vol. 25cm.

Que sais-je ? *Génétique et hérédité*, par Maurice Caullery. Paris, Presses Universitaires de France, 1943; 1 vol. 17cm,5.



# ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 OCTOBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Charles Jacob** dépose sur le bureau huit Mémoires publiés par **Jean Perrin** dans les *Actualités scientifiques et industrielles* et intitulées : *Espace et temps; Lumière; Relativité; Forces et travail; Masse et gravitation; L'Énergie; Évolution; Électricité.*

M. **F. A. Vening-Meinesz** fait hommage à l'Académie d'un Mémoire polycopié intitulé *Théorie et Pratique des Observations de gravimétrie en mer.*

## CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Ligue des Sociétés de la Croix-Rouge. *Renseignements scientifiques d'hygiène, médecine et biologie pour les Sociétés nationales de la Croix-Rouge.* N° 1.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Une nouvelle démonstration de certains théorèmes taubériens.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Les théorèmes envisagés peuvent s'énoncer, sous leur forme la plus générale, de la façon suivante :

$K(u)$ étant une certaine fonction positive continue pour $u > 0$, si $\psi(t)$ est une fonction non décroissante, nulle pour $t = 0$, et telle que l'intégrale $\int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi(t)$ soit convergente quel que soit $x > 0$, la relation

$$\int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi(t) \sim H x^{\rho(x)} \quad \text{pour } x \text{ tendant vers } +\infty \text{ (ou vers 0)},$$

où $H > 0$ et où $\rho(x)$ est une fonction dérivable $\geqq 0$ et telle que $x\rho'(x)\log x$ tende vers 0 quand $x$ tend vers $+\infty$ (ou vers 0) et que $\underline{\lim}\,\rho(x)$ et $\overline{\lim}\,\rho(x)$

satisfassent à certaines inégalités, est équivalente à

$$\psi(t) \sim \frac{H\, t^{\rho(t)}}{C[\rho(t)]} \quad \text{pour } t \text{ tendant vers } +\infty \text{ (ou vers o)},$$

avec $C(\lambda) = \int_0^{+\infty} K(u)\, d(u^\lambda)$.

Nous établissons cet énoncé en particulier dans les trois cas suivants :

1° $K(u)$ est continue pour $u \geqq 0$ et quand $u \to +\infty$ on a $K(u) \sim C u^{-\omega}$, avec $\omega > 0$. $\psi(t)$ étant une fonction qui satisfait aux conditions de l'énoncé, la connaissance de $\Phi(x) = \int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi(t) + A x^\omega$ suffit à déterminer A et les valeurs de $\psi(t-0)$ et $\psi(t+0)$ pour chaque $t > 0$.

Il faut alors $0 < \underline{\lim}\, \rho(x) \leqq \overline{\lim}\, \rho(x) < \omega$.

2° Quand $u \to 0$ on a $K(u) \sim C_1 u^{-\omega_1}$ et quand $u \to +\infty$ on a $K(u) \sim C_2 u^{-\omega_2}$ avec $0 < \omega_1 < \omega_2$. La connaissance de $\Phi(x) = \int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi(t) + A x^{\omega_1} + B x^{\omega_2}$ détermine A, B, et $\psi(t-0)$ et $\psi(t+0)$ pour $t > 0$.

Il faut alors $\omega_1 < \underline{\lim}\, \rho(x) \leqq \overline{\lim}\, \rho(x) < \omega_2$.

3° $K(u) = e^{-u}$. (Nous utilisons alors le fait que la connaissance de $\Phi(x) = \int_0^{+\infty} e^{-\frac{t}{x}} d\psi(t)$ détermine $\psi(t-0)$ et $\psi(t+0)$ pour $t > \rho$.) Il faut ici $0 \leqq \underline{\lim}\, \rho(x) \leqq \overline{\lim}\, \rho(x) < +\infty$.

$t_1, t_2, \ldots, t_n, \ldots$ étant une suite de valeurs de $t$ qui tendent vers $+\infty$ (ou vers o) de manière que $\rho(t_n)$ ait une limite $\rho_0$, nous posons $\psi_n(t) = \psi(t_n t)/t_n^{\rho(t_n)}$.

Si, dans l'intégrale $\int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi_n(t)$ on pose, $t = \frac{u}{t_n}$, on voit que la relation $\int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi(t) \sim H x^{\rho(x)}$ entraîne qu'elle tend pour $n$ infini vers $H x^{\rho_0}$. Nous en déduisons que $\psi_n(t) \to H t^{\rho_0}/C(\rho_0)$ et en particulier que $\psi_n(1) = \psi(t_n)/t_n^{\rho(t_n)}$ tend vers $H/C(\rho_0)$. Par suite $C[\rho(t_n)]\psi(t_n)/t_n^{\rho(t_n)}$ tend vers H.

Comme de toute suite de valeurs de $t$ tendant vers $+\infty$ (ou vers o) on peut en extraire une telle que $\rho(t_n)$ ait une limite finie, il résulte de là que $C[\rho(t)]\psi(t)/t^{\rho(t)}$ tend vers H quand $t \to +\infty$ (ou $\to 0$).

Pour établir la réciproque, nous montrons que, $\psi_n(t)$ étant définie de la même façon, l'intégrale $\int_0^{+\infty} K\left(\frac{t}{x}\right) d\psi_n(t)$ tend vers $H x^{\rho_0}$. En faisant $x = 1$ et posant $t = \frac{u}{t_n}$, on en déduit que $\frac{1}{t_n^{\rho(t_n)}} \int_0^{+\infty} K\left(\frac{u}{t_n}\right) d\psi(u) \to H$.

Applications. — 1° Avec

$$K(u) = (-1)^p \left[\log\left(1 + \frac{1}{u}\right) - \frac{1}{u} + \ldots + \frac{(-1)^p}{u^p}\right],$$

on obtient un résultat de M. Valiron sur les fonctions entières orientées [1].

2° *Applications relatives à* $K(u)=e^{-u}$. — *a*. Le nombre $a_n$ étant réel et $\geqq 0$ et $r$, réel et $< 1$, pour que l'on ait, quand $r \to 1$,

$$\sum_0^{+\infty} a_n r^n \sim H\left(\frac{1}{1-r}\right)^{\rho\left(\frac{1}{1-r}\right)},$$

où $\rho(u)$ est une fonction dérivable $\geqq 0$ et telle que

$$\lim_{u \to +\infty} u\rho'(u)\log u = 0 \quad \text{et} \quad 0 \leqq \underline{\lim}_{u \to +\infty} \rho(u) \leqq \overline{\lim}_{u \to +\infty} \rho(u) < +\infty,$$

il faut et il suffit que, pour $n$ infini,

$$\sum_0^n a_i \sim \frac{H n^{\rho(n)}}{\Gamma[1+\rho(n)]}.$$

(Poser $r = e^{-\frac{1}{x}}$ et prendre $\psi(t)$ = somme des $a_i$ d'indice $< t$.)

*b*. Si $\Psi(u)$ est la somme des inverses des nombres premiers $\leqq u$ on a, pour $u$ infini, $\Psi(u) \sim \log(\log u)$.

En prenant $\psi(t) = \Psi(e^t)$ on trouve que, pour $x$ infini,

$$\int_0^{+\infty} e^{-\frac{t}{x}} d\psi(t) \sim \log \zeta\left(1+\frac{1}{x}\right) \sim \log x.$$

On en déduit que pour $t$ infini $\psi(t) \sim \log t$.

MÉCANIQUE. — *Sur les équilibres limites plans des milieux homogènes.* Note de M. **André Charrueau**, présentée par M. Henri Villat.

$Ox$ et $Oy$ étant rectangulaires et les notations $N_x$, $N_y$, $T_{xy}$ ayant le sens habituel, on a

$$(1) \qquad \frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} = X, \qquad \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial N_y}{\partial y} = Y,$$

$$(2) \qquad \Phi(N_x, N_y, T_{xy}) \equiv (N_x - N_y)^2 + 4T_{xy}^2 - 4a^2 = 0.$$

X et Y sont les composantes de la force massique et $a$, une fonction de $m = (N_x + N_y)/2$, déduite de la courbe intrinsèque, supposée *quelconque*. Soient $(\nu, \pm\tau)$ les deux points de contact de cette courbe et de la circonférence de Mohr de centre $(m, 0)$ et de rayon $a$. Posons $N_x - \nu = \xi$, $N_y - \nu = \eta$, $\tan\varphi = d\tau/d\nu$ avec $\tau > 0$, $0 \leqq |\varphi| < \pi/2$.

Le problème de l'équilibre limite présente une grande *analogie* avec le problème suivant.

---

[1] G. Valiron, *Annales de Toulouse*, 1913, pp. 230-243; Cf. H. Delange, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 225.

Cherchons les *transformations ponctuelles* $\mathfrak{X}=\mathfrak{X}(x, y)$, $\mathfrak{Y}=\mathfrak{Y}(x, y)$ remplissant les conditions indiquées ci-après : $m_1$, $m_2$, $\mu_1$, $\mu_2$, $A_1$, $A_2$ étant des fonctions *données* de $x$, $y$, $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$, et C, C′, $\mathcal{C}$, $\mathcal{C}'$, des familles de courbes (deux du plan des $x$, $y$ et deux du plan des $\mathfrak{X}$, $\mathfrak{Y}$) satisfaisant respectivement aux équations

$$(3)\qquad \begin{cases} dy - m_1 dx = 0, & dy - m_2 dx = 0, \\ d\mathfrak{Y} - \mu_1 d\mathfrak{X} = A_1 dx, & d\mathfrak{Y} - \mu_2 d\mathfrak{X} = A_2 dx, \end{cases}$$

les familles C et $\mathcal{C}$, d'une part, et C′ et $\mathcal{C}'$, d'autre part, se correspondent entre des domaines pour lesquels la transformation est biunivoque.

On a

$$(4)\qquad \begin{cases} \mu_1\left(\dfrac{\partial\mathfrak{X}}{\partial x} + m_1\dfrac{\partial\mathfrak{X}}{\partial y}\right) - \dfrac{\partial\mathfrak{Y}}{\partial x} - m_1\dfrac{\partial\mathfrak{Y}}{\partial y} + A_1 = 0, \\ \mu_2\left(\dfrac{\partial\mathfrak{X}}{\partial x} + m_2\dfrac{\partial\mathfrak{X}}{\partial y}\right) - \dfrac{\partial\mathfrak{Y}}{\partial x} - m_2\dfrac{\partial\mathfrak{Y}}{\partial y} + A_2 = 0. \end{cases}$$

Les lignes C et C′ sont les *courbes caractéristiques* du système qu'on obtient en intervertissant les fonctions inconnues et les variables et que nous désignerons par (4 *bis*).

Considérons les *cas particuliers* suivants :

1° $A_1 = A_2 = 0$. Les équations linéaires (4) sont alors homogènes et les équations (4 *bis*), linéaires et homogènes.

2° $A_1 = A_2 = 0$; de plus, $\mu_1$ et $\mu_2$ ne renferment pas explicitement $x$ et $y$, les deux équations (3), où figurent $d\mathfrak{X}$ et $d\mathfrak{Y}$ peuvent être intégrées et elles fournissent les relations

$$(5)\qquad \mathfrak{X} = f_1(u, v), \qquad \mathfrak{Y} = f_2(u, v),$$

les courbes $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}'$ étant respectivement les lignes $v = \text{const.}$ et $u = \text{const.}$ définies par (5).

Exprimons $m_1$ et $m_2$ en fonction de $x$, $y$, $u$, $v$. Les courbes C et C′ sont respectivement les lignes $v = \text{const.}$ et $u = \text{const.}$ du plan des $x$, $y$ si $x(u, v)$ et $y(u, v)$ sont tels que

$$(6)\qquad \frac{\partial y}{\partial u} = m_1\frac{\partial x}{\partial u}, \qquad \frac{\partial y}{\partial v} = m_2\frac{\partial x}{\partial v}.$$

D'une solution $x(u, v)$, $y(u, v)$ du système (6) on déduit immédiatement des solutions des systèmes (4) et (4 *bis*).

3° Si, en outre, $m_1$ et $m_2$ ne renferment pas explicitement $x$, $y$, on obtient $m_1$ et $m_2$ en fonction de $u$ et $v$ et l'on a

$$(7)\qquad (m_1 - m_2)\frac{\partial^2 x}{\partial u\,\partial v} + \frac{\partial m_1}{\partial v}\frac{\partial x}{\partial u} - \frac{\partial m_2}{\partial u}\frac{\partial x}{\partial v} = 0,$$

$$(8)\qquad \left(\frac{1}{m_1} - \frac{1}{m_2}\right)\frac{\partial^2 y}{\partial u\,\partial v} + \frac{\partial \frac{1}{m_1}}{\partial v}\frac{\partial y}{\partial u} - \frac{\partial \frac{1}{m_2}}{\partial u}\frac{\partial y}{\partial v} = 0.$$

A l'aide des équations (6), on déduit des données de Cauchy relatives au

système (4), celles qui concernent (7); et d'une solution de (7) on tire, au moyen des équations (6), la valeur correspondante de $y$, qui est une solution de (8). On obtient immédiatement des solutions des systèmes (4) et (4 *bis*).

Revenons au problème des *milieux homogènes* et considérons le cas général où $D(N_x, T_{xy})/D(x, y) \neq 0$. Regardons $N_y$ comme une des fonctions de $N_x$ et $T_{xy}$ définies par (2) et posons

$$(9) \qquad \lambda_1 + \lambda_2 = \frac{\partial N_y}{\partial T_{xy}} = \frac{2 T_{xy}}{\xi}, \qquad \lambda_1 \lambda_2 = -\frac{\partial N_y}{\partial N_x} = \frac{\eta}{\xi}.$$

$\lambda_1$ et $\lambda_2$ sont les coefficients angulaires des directions de glissement. Ce sont des fonctions connues de $N_x$ et $T_{xy}$. Compte tenu de (9), on peut tirer des équations (1) un système *identique* au système (4) dans lequel on fait $\mathfrak{X} = N_x$, $\mathfrak{Y} = T_{xy}$, $m_1 = \mu_2 = \lambda_2$, $m_2 = \mu_1 = \lambda_1$, $A_1 = Y - \lambda_1 X$, $A_2 = Y - \lambda_2 X$. Ce résultat est en accord avec les formules (6) et (7) d'un travail antérieur [2]. A un domaine $(x, y)$ doit correspondre un domaine $(N_x, T_{xy})$ tel que la correspondance soit univoque du premier vers le second. Lorsque X et Y sont nuls on se trouve dans le troisième des cas particuliers précédemment indiqués.

## MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le modérateur à ailettes.*

Note de M. **Caïus Jacob**, présentée par M. Henri Villat.

1. Considérons une masse liquide, de densité $\rho$, remplissant l'intérieur d'un cylindre (C) de révolution autour de l'axe $Oz_1$, de rayon R et de hauteur infinie. Un appareil formé de $n$ palettes planes, disposées radialement par rapport à $Oz_1$ et de hauteur également infinie, se trouve plongé dans le liquide et est animé d'un mouvement de rotation autour de cet axe. Nous supposerons que ces ailettes sont identiques et se répartissent régulièrement, l'angle de deux palettes consécutives étant égal à $2\pi/n$.

Dans la présente Note, nous nous proposons d'étudier le mouvement fluide produit par la rotation de cet appareil, qu'on appelle *modérateur à ailettes*, en admettant qu'il soit irrotationnel et parallèle au plan $Ox_1y_1$ mené par un point de $Oz_1$ normalement à cet axe. Il nous suffira alors de considérer le mouvement dans le plan $Ox_1y_1$, les axes fixes $Ox_1$ et $Oy_1$ étant rectangulaires. Désignons par $Ox$ et $Oy$ un système d'axes rectangulaires situés dans ce même plan et qui sont solidairement liés à l'appareil rotatif, de telle façon que la trace $A_1B_1$ d'une des ailettes se trouve précisément sur le côté positif de $Ox$, les abscisses de ses extrémités $A_1$ et $B_1$ étant respectivement $a$ et $b$, avec $0 < a < b < R$. Soit encore $\omega(t)$ la vitesse angulaire de rotation de l'appareil par rapport au repère fixe.

2. Le potentiel complexe $f(z; t) = \varphi(x, y; t) + i\psi(x, y; t)$ de l'écoulement

---

[2] *Comptes rendus*, **213**, 1941, pp. 820-822.

liquide, rapporté aux axes $Ox$, $Oy$ est donné par

$$(1)\qquad f(z;\,t) = -\frac{i\omega(t)}{2\pi}\sqrt{g(Z)}\int_{a^n}^{b^n}\frac{X^{\frac{2}{n}}-C}{\sqrt{|g(X)|}}\,\frac{R^{2n}-2ZX+X^2}{(X-Z)(R^{2n}-ZX)}\,dX,$$

où $Z = z^n$, $g(Z) = (Z-a^n)(Z-b^n)[Z-(R^{2n}/b^n)][Z-(R^{2n}/a^n)]$; on a posé

$$(2)\qquad C = \int_{a^n}^{b^n}\frac{X^{\frac{2}{n}}\,dX}{\sqrt{|g(X)|}}.$$

La formule (1) permet d'étudier tous les éléments du mouvement ainsi que de déterminer l'action hydrodynamique exercée sur les ailettes. Lorsque $n > 1$ cette action se réduit à un couple dont le moment par rapport à l'axe de rotation est donné par

$$(3)\qquad \mathfrak{M} = -n\rho\oint_{A_1B_1} x\frac{\partial\varphi}{\partial t}\,dx,$$

l'intégrale étant prise des deux côtés de $A_1B_1$ dans le sens qui laisse le domaine liquide à droite. Des calculs simples conduisent alors à

$$(3')\qquad \mathfrak{M} = \frac{\rho}{\pi}\frac{d\omega}{dt}\int_{a^n}^{b^n}\frac{X^{\frac{2}{n}}-C}{\sqrt{|g(X)|}}\,dX\int_{a^n}^{b^n}\frac{Z^{\frac{2}{n}-1}\sqrt{|g(Z)|}}{Z-X}\,\frac{R^{2n}-2ZX+X^2}{R^{2n}-ZX}\,dZ,$$

la première intégrale étant prise en valeur principale au sens de Cauchy.

L'énergie cinétique du mouvement liquide est donnée par

$$(4)\qquad T = -\frac{n\rho}{2}\oint_{A_1B_1}\varphi\,d\psi = \frac{n\rho}{2}\,\omega(t)\int_{A_1B_1} x\varphi\,dx,$$

puisque $\psi = -(\omega/2)(x^2-C)$ sur $A_1B_1$. En comparant avec (3), on trouve

$$\frac{dT}{dt} = -\mathfrak{M}\,\omega(t),$$

ce qui exprime le théorème de l'énergie, en l'absence des forces de masses et de la viscosité.

3. La formule (1) correspond à l'écoulement acyclique. Pour obtenir la solution dans le cas où il y a une circulation $\gamma$ autour de chaque ailette, il suffira de superposer à l'écoulement défini par (1) celui dû au potentiel complexe

$$(5)\qquad f_1(z) = \frac{\gamma}{2\pi i}\sqrt{g(Z)}\int_{b^n}^{\frac{R^{2n}}{b^n}}\frac{dX}{(X-Z)\sqrt{g(X)}}\qquad (Z = z^n).$$

Dans les formules ci-dessus, on prend pour $\sqrt{g(Z)}$ la détermination qui est positive pour $Z = 0$ et qu'on suit par continuité.

4. La formule (1) permet de développer $f(z;\,t)$ suivant les puissances de $R^{-2n}$, en supposant que R soit suffisamment grand, et de se rendre compte de la perturbation produite par la présence de la paroi (C). Soit $f_0(z;\,t)$ le

potentiel complexe de l'écoulement liquide au cas où (C) est rejeté à l'infini. On a, en première approximation, à une fonction de $t$ près,

$$f(z;t)=f_0(z;t)-\frac{ik\omega(t)}{2\pi R^{2n}}\sqrt{(z^n-a^n)(z^n-b^n)}$$

avec

$$(6)\qquad f_0(z;t)=-\frac{i\omega(t)}{2\pi}\sqrt{(z^n-a^n)(z^n-b^n)}\int_{a^n}^{b^n}\frac{X^{\frac{2}{n}}}{\sqrt{(X-a^n)(b^n-X)}}\,\frac{dX}{X-z^n}$$

et

$$k=\int_{a^n}^{b^n}\frac{X^{\frac{2}{n}}\left(X-\dfrac{a^n+b^n}{2}\right)}{\sqrt{(X-a^n)(b^n-X)}}\,dX.$$

5. La formule (6) donne la solution du problème pour le fluide illimité; elle correspond au cas déjà étudié par MM. V. Vâlcovici (¹) (lorsque $a=0$) et W. Spannhake (²), par une voie différente.

Les résultats de cette Note seront développés ailleurs.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Influence du frottement sur le fonctionnement des appareils indicateurs.* Note de M. **Fernand Charron**, présentée par M. Henri Villat.

D'une manière très générale, un appareil indicateur comprend une aiguille qui se meut devant un cadran divisé, sous l'action d'une force, fonction de la grandeur à mesurer. Cette force lui est transmise par l'intermédiaire de liaisons qui, comme toutes les liaisons réelles, ne sont pas dépourvues de frottement.

Comme premier effet de l'existence du frottement, chaque position de l'aiguille correspond à un état de faux équilibre. La grandeur G peut varier entre deux limites $G_1$ et $G_2$ sans que l'aiguille remue. L'écart $G_2-G_1$ est d'autant plus faible que le frottement est plus atténué.

Une deuxième conséquence est moins évidente et moins fatale. Imaginons que la grandeur G varie d'une manière continue. Il peut arriver pratiquement, suivant les appareils, ou bien que l'aiguille indicatrice se déplace d'une manière bien continue, ou au contraire qu'elle procède par saccades, de telle sorte que son mouvement ressemble grossièrement à la superposition d'un mouvement uniforme et d'un mouvement vibratoire.

Or ceci n'est pas une conséquence de la seule existence du frottement, mais plutôt de sa variation en fonction de la vitesse relative des points en contact, variation qui doit être en sens inverse de cette vitesse pour qu'il y ait apport

(¹) *Comptes rendus*, 165, 1917, p. 147; *Annales scient. de l'Univ. de Jassy*, 10, 1920, p. 5; *Bulletin scient. de l'Éc. Polytechnique de Timisoara*, 2, 1929, p. 198.

(²) *Zeits. für angew. Math. und Mechanik*, 5, 1925, p. 481.

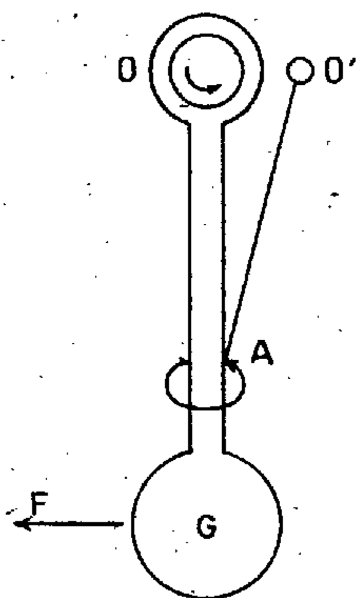
d'énergie dans le mouvement vibratoire supposé, et entretien de ce mouvement. Ce cas est systématiquement réalisé dans l'entretien des vibrations des cordes par archet colophané.

En général, pour la plupart des solides, le frottement au départ est un peu plus grand que pendant le mouvement et ceci explique les oscillations de l'aiguille indicatrice souvent observées.

C'est là un premier motif, mais ce n'est pas le seul, comme le montre l'observation suivante intéressante à signaler :

Deux appareils, en l'espèce deux altimètres, de systèmes différents, mais d'égale course et d'égale sensibilité, construits avec les mêmes matériaux, surfaces flottantes à sec et donnant à peu près un même écart d'aiguille dû aux frottements statiques, se montrèrent très différents quant au mouvement plus ou moins saccadé de l'aiguille en cas de variation continue de la pression.

Afin de découvrir plus aisément la raison de cette différence dans le comportement des deux mécanismes, il revient au même de supposer l'aiguille moyennement immobile, et tous les coussinets en rotation autour des pivots. Considérons une position d'équilibre de l'aiguille et imposons-lui, de part et




d'autre, un mouvement oscillatoire d'amplitude suffisamment petite pour que la vitesse relative des pivots et de leurs portées soit toujours de même sens. Il peut arriver, sous l'effet des réactions multiples, que les forces de frottement (ce phénomène étant supposé ici indépendant de la vitesse) prennent des valeurs différentes lorsque l'aiguille passe au même point dans deux sens différents, et que les forces les plus grandes correspondent précisément à la demi-oscillation qui s'effectue dans le sens des forces de frottement. L'aiguille oscille comme dans le premier cas parce qu'il y a transmission de travail positif au cours d'une oscillation.

A titre d'exemple, un pendule pesant OG est suspendu en O par un axe tournant dans le sens indiqué. Une tige O'A articulée en O' frotte par son extrémité A le long de la tige du pendule contre laquelle il est pressé par le ressort en Ω visible sur la figure.

Imaginons qu'une force extérieure lui donne une impulsion vers la droite. D'après les positions relatives de O et O′ le point A va glisser vers le bas et la réaction tangentielle de frottement va s'ajouter au poids du pendule et accroître le moment de frottement le long du contour de O. Au contraire, pendant une demi-oscillation de retour, le frottement en A va changer de sens et le moment résistant en O sera plus faible. En définitive il y aura transmission par l'arbre tournant d'un travail positif dans le cours d'une oscillation, laquelle sera entretenue pourvu que le travail résistant en A ne soit pas trop grand. Or il peut être rendu aussi faible que possible en rapprochant O′ de O sans que la réaction en A soit diminuée ni par conséquent le travail en O.

Réciproquement, si l'axe O est immobile et que le pendule soit écarté vers la gauche par une force F continûment croissante, le mouvement du pendule sera tel que des oscillations se superposeront au mouvement d'entraînement.

Il se produit des phénomènes analogues dans les trains d'engrenages. Pour chaque couple de dents en prise, une seule position existe pour laquelle il y a roulement sans glissement; de part et d'autre il naît des réactions tangentielles de frottement, qui peuvent modifier les réactions sur les pivots, et amorcer des oscillations comme précédemment. Ces oscillations sont d'ailleurs indépendantes des discontinuités que présentent les engrenages au moment où deux dents entrent en prise ou se quittent.

En résumé, les phénomènes de frottement, intervenant dans les liaisons parfois complexes que présentent certains appareils indicateurs, font apparaître, outre de faux équilibres, des mouvements saccadés de l'aiguille indicatrice, et il est probable que le mécanisme de ces liaisons n'a pas toujours été examiné de ce dernier point de vue.

Expérimentalement, on peut obtenir un test en collant sur l'aiguille un tout petit miroir convexe de 3 ou $4^{mm}$ de diamètre et $1^{cm}$ de rayon de courbure. Une lampe électrique placée devant, un peu obliquement, donne un point lumineux virtuel qui se déplace en même temps que l'aiguille. Un appareil photographique prend un cliché où les inégalités de teinte du trait circulaire obtenu traduisent les variations de vitesse de l'aiguille.

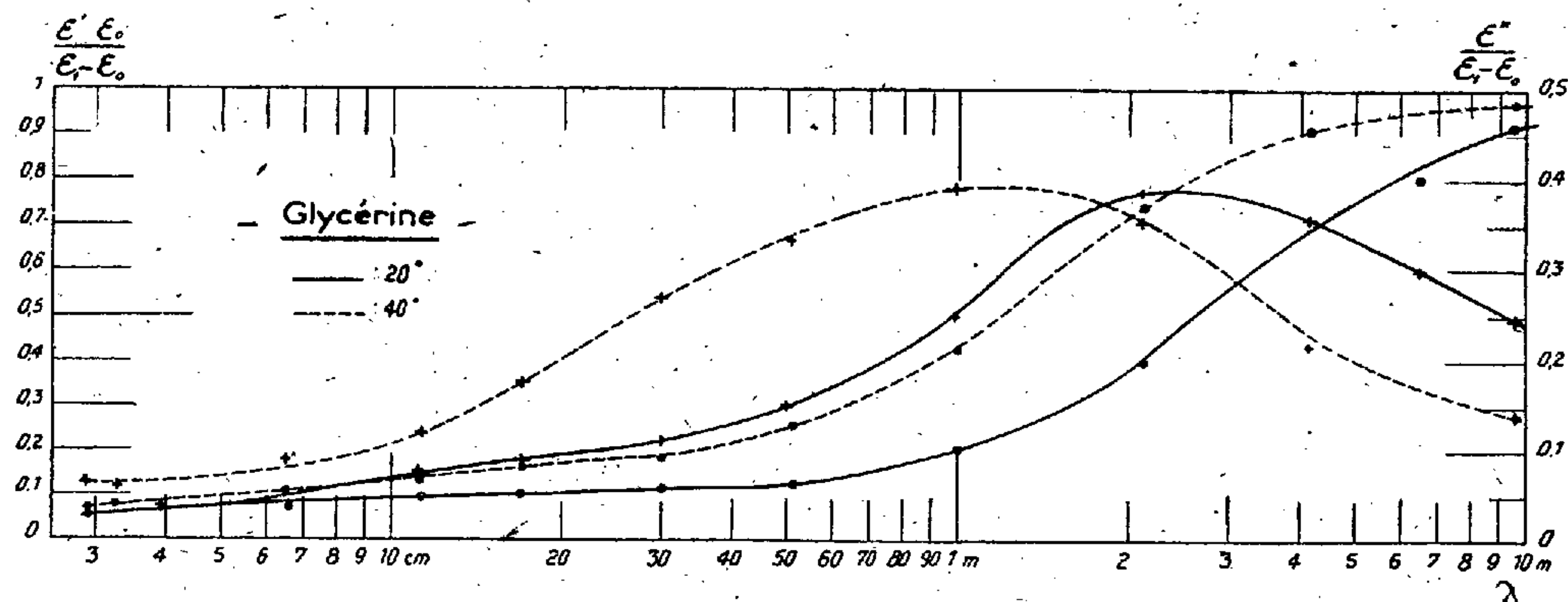
## PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Spectre hertzien de la glycérine.* Note (1) de MM. Pierre Girard et Paul Abadie, présentée par M. Aimé Cotton.

La figure représente le spectre hertzien de la glycérine à 20° et à 40°. Nous avons relevé les courbes de dispersion et d'absorption mais, comme précédemment, ce sont les courbes de dispersion plus précises que nous utilisons pour l'interprétation du spectre.

---

(1) Séance du 27 septembre 1943.

Considérons d'abord la courbe de dispersion à 20°. L'étalement du spectre indique plusieurs régions de dispersion. En fait on en distingue deux : une première région circonscrite par une courbe, dont nous n'avons qu'un court segment terminal entre 3 et 6$^{cm}$, aboutit à un plateau qui s'étend entre 6 et 15$^{cm}$. De ce plateau part une deuxième courbe de dispersion. Autant qu'on en peut juger par la pente de son segment terminal, la première courbe débu-




terait dans une région où λ est inférieure au centimètre. Si l'on tient compte de la grande viscosité de la glycérine à 20°, ce résultat est surprenant.

D'autre part l'ensemble du spectre rappelle celui d'un monoalcool en chaîne droite qui serait très longue, et si nous considérions les deux régions de dispersion comme se rapportant à la molécule entière oscillant dans le champ alternatif, nous conclurions que celle-ci est très allongée. Or parmi les diverses dispositions possibles des groupements alcools dans la molécule celle qui implique une molécule allongée ou très allongée, groupements alcools parallèles ou à la file, doit être exclue. Le volume occupé dans l'espace par la molécule est probablement voisin de la sphère.

Ainsi nous sommes conduits à admettre qu'à la différence des spectres précédemment étudiés le spectre actuel ne se rapporte pas à la molécule entière oscillant dans le champ alternatif, mais que seule la deuxième courbe de dispersion s'y rapporte, la première courbe correspondant aux oscillations des groupements alcools dans la molécule.

L'effet de l'abaissement de la viscosité par élévation de la température est un critérium pour cette hypothèse.

A 40° on distingue également deux régions de dispersion, mais le plateau qui les sépare est beaucoup plus étroit.

Si le spectre se rapportait à la molécule entière oscillant dans le champ alternatif (comme c'est le cas pour les monoalcools) l'abaissement de la viscosité déplacerait l'ensemble des régions de dispersion vers les courtes longueurs d'onde. Ici on observe bien, il est vrai, un déplacement parallèlement à elle-même de la deuxième courbe de dispersion vers les courtes longueurs d'onde.

Mais la première courbe de dispersion, un peu plus haute qu'à 20°, est déplacée au contraire vers les grandes longueurs d'onde, son maximum n'étant atteint que vers $\lambda = 20^{cm}$ (alors qu'à 20° le plateau de la première région de dispersion commence vers $6^{cm}$). Les deux déplacements de sens inverse des deux régions de dispersion se font aux dépens de la longueur du plateau. Le déplacement de la deuxième courbe de dispersion parallèlement à elle-même est une indication qu'une élévation de température de 20° ne déforme pas la molécule. Enfin une courbe calculée d'après la théorie de Debye, qui suppose une molécule sphérique, a la même forme que cette deuxième courbe de dispersion et, par un déplacement convenable car le temps de relaxation calculé est beaucoup trop grand, elle coïnciderait assez exactement avec cette dernière.

ÉLECTRODYNAMIQUE. — *Application du principe de la moindre action aux théories électrodynamiques modernes.* Note (1) de M. **Alfred Liénard.**

Dans une théorie restée justement célèbre, Maxwell a montré que les équations fondamentales de l'électrodynamique peuvent être mises sous la forme des équations de Lagrange pour les systèmes à liaison. Maxwell n'a considéré que le cas de courants linéaires fermés sur eux-mêmes, en absence de toute aimantation, ainsi que de courants de convection et de déplacement, et dans l'hypothèse ancienne d'actions instantanées à distance. H. Poincaré a étendu l'application à un cas particulier de la théorie de H. Lorentz (2).

A propos d'une étude sur la stabilité du mouvement de systèmes électrodynamiques, H. Chipart est revenu en 1929 aux diverses hypothèses simplificatrices de Maxwell, sauf qu'il admet la présence dans le champ du courant de substances magnétiques (3). Il a pu traiter ce cas en utilisant la notion de potentiel thermodynamique de substances magnétiques en présence de courants, notion que j'avais montrée en 1923 être parfaitement compatible avec les lois de la thermodynamique (4).

Ayant établi dans un Mémoire publié en 1941 (5) que la théorie du potentiel thermodynamique peut être étendue à l'électrodynamique moderne avec courants non fermés et actions non instantanées, j'en ai profité, en m'appuyant sur les travaux que je viens de citer, pour étendre la théorie de Maxwell aux théories électrodynamiques pour les corps en mouvement de H. Lorentz et de

(1) Séance du 6 septembre 1943.

(2) *Électricité et Optique*, 2e édit., 1901, §§ 333 et suivants.

(3) *Journal de l'École Polytechnique*, 2e série, 27, pp. 341 à 373.

(4) *Ann. Phys.*, 9e série, 20, 1923, p. 249.

(5) *Ann. Faculté des Sciences de Toulouse*, 4e série, 5, 1941. Erratum à ce Mémoire : les deux dernières lignes de la note de la page 8 doivent être purement et simplement supprimées comme énonçant une proposition inexacte, car, dès qu'un corps s'aimante, il cesse d'être isotrope.

Hertz et autres plus générales, avec ou sans déformation et variation de température des matières en présence. J'ai obtenu le théorème suivant :

Si l'on admet, en plus de la relation bien connue ([6]) $B = H + J$, les deux premières équations de H. Lorentz, savoir :

$$\operatorname{div}(E + P) = \rho, \qquad \operatorname{rot} H = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial t} - \operatorname{rot}[V.P] + i + \rho V,$$

et si l'on admet en outre l'existence d'un potentiel thermodynamique pour les corps aimantés et polarisés (d'une manière réversible) qui soit de la forme

$$\frac{E^2 - B^2}{2} + \mathcal{F}(J, P, T, \text{déformation})$$

par unité de volume, le principe mécanique de la moindre action suffit à entraîner les conséquences suivantes :

1° La fonction $\mathcal{F}$ est telle que

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial J} = B, \qquad \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial P} = E_m.$$

2° Les variables satisfont, en plus des trois relations données, aux autres équations de H. Lorentz, savoir :

$$\operatorname{div} B = 0, \qquad \operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \qquad E_m = E + [V.B].$$

3° La force d'origine électromagnétique développée sur l'unité de volume a pour expression

$$R = \left[ i + \operatorname{rot} J + \rho V + \frac{\partial P}{\partial t} - \operatorname{rot}[V.P].B \right] + \{ \rho - \operatorname{div} P \} E.$$

[*Notations :* E, force électrique dans l'éther; $E_m$, force électrique dans la matière animée de la vitesse V; P, polarisation; J, aimantation; B, induction magnétique; H, force magnétique; $\rho$, densité électrique; $i$, vecteur densité de courant.]

On a des résultats analogues pour la théorie de Hertz.

Il est intéressant de noter le point suivant : Maxwell a édifié sa théorie en prenant comme coordonnée généralisée la quantité d'électricité $q = \int^t I\,dt$ ayant traversé, à un instant donné, une section du circuit linéaire. La connaissance de cette quantité $q$, lorsqu'il s'agit de courants fermés, suffit à fixer la position des charges électriques aux divers instants, ainsi que le note H. Poincaré ([7]). Lorsqu'il ne s'agit plus de courants linéaires fermés, mais de courants quelconques dans des conducteurs massifs, il ne revient plus du tout au même de prendre comme variables les coordonnées des charges électriques ou, au contraire, les quantités d'électricité ayant traversé les éléments de surfaces matérielles. Or ce sont ces dernières quantités qu'il faut prendre pour aboutir aux relations 1°, 2° et 3°.

---

([6]) J'utilise les unités d'Heaviside. C'est pourquoi j'écris $H + J$ et non pas $H + 4\pi J$.

([7]) *Loc. cit.* ([2]), § 153.

Comme tout élément matériel de surface $dS$ est variable en grandeur et en direction au cours du temps, l'intégrale $\int^t (i.dS)\,dt$ n'est pas équivalente à $\left(\int^t i\,dt.dS\right)$. Il faut prendre comme variables au lieu des $\int^t i\,dt$, les quantités $q_0 = \int^t i_0\,dt$, $i_0$ étant un certain vecteur associé à $i$ et dépendant de la déformation [vecteur du *type polarisation* de H. Chipart ([8])].

Dans le cas de courants linéaires fermés, la quantité $q_0$ définie ci-dessus se réduit, à un facteur constant près, à la coordonnée $q$ de Maxwell.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude de la liaison d'hydrogène. Identification de phases par leurs spectres de rayons X dans le système antipyrine-hydroquinone.* Note ([1]) de MM. **Jean Taboury** et **Élie Gray**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'antipyrine est susceptible de fournir, avec un grand nombre de substances, des dérivés d'addition. Parmi ceux qu'elle donne avec des substances oxhydrilées, quelques-uns ont été identifiés par analyse thermique ([2]). Les spectres Raman de ces composés semblent montrer un exemple de coordination par *liaison d'hydrogène* entre le groupement —CO— de l'antipyrine et le groupement —OH de l'autre molécule ([3]). Nous avons utilisé les diagrammes de Debye-Scherrer pour compléter ces résultats et identifier les combinaisons. Nous avons étudié en particulier le système antipyrine-hydroquinone.

Le diagramme de poudre de divers mélanges, en proportion variable, de ces deux substances, solidifiés après fusion, a été effectué avec le rayonnement $K\alpha$ du cuivre en utilisant un montage qui permettait le pointé des interstices jusqu'à 30 Å. Les résultats sont exprimés en angströms et l'intensité des raies cotée de 0 à 10.

Les spectres indiqués dans le tableau I confirment l'existence de deux combinaisons seulement entre l'antipyrine et l'hydroquinone : l'une [ant. 2-hyd. 1], fusible à 131°, correspond à deux molécules d'antipyrine pour 1 molécule d'hydroquinone, l'autre [ant. 2-hyd. 3] fusible à 127° correspond à deux molécules d'antipyrine pour trois molécules d'hydroquinone. Les mélanges de composition comprise entre deux des quatre phases successives : antipyrine,

([8]) *Journal de l'École Polytechnique*, 2e série, 31, 1935, §§ 20 et suivants.

([1]) Séance du 13 septembre 1943.

([2]) Kremann et Haas, *Monatshefte für Chemie*, 40, 1919, p. 155; Paulin, *Thèse Pharmacie*, Paris, 1925; Krynakowski et Adamanis, *Bull. Soc. Chim.*, 4, 1937, p. 1815.

([3]) Taboury, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 764; Taboury, *Bull. Soc. Chim.*, 10, 1943, p. 205.

|ant. 2-hyd. 1|, |ant. 2-hyd. 3|, hydroquinone, donnent des diagrammes qui sont formés par la superposition de ceux des deux phases qui les encadrent.

Pour la prise des spectres Raman de ces deux combinaisons les cristaux provenant d'une fusion ne conviennent pas car ils sont colorés. Nous avons essayé de les préparer par cristallisation dans l'alcool à partir d'une solution alcoolique des constituants dans les proportions de la combinaison désirée.

Avec la combinaison |ant. 2-hyd. 1| les cristaux ainsi obtenus, bien qu'ayant la composition désirée se sont révélés tout à fait différents de ceux obtenus par fusion, comme en témoignent les diagrammes indiqués dans le tableau II. Cette combinaison peut donc exister sous deux formes : la forme α obtenue à partir de la solution alcoolique (point de fusion instantané 127°) et la forme β (point de fusion 131°). De plus le passage de l'une à l'autre de ces formes est possible; la température d'équilibre est voisine de 110°.

Pour obtenir la combinaison |ant. 2-hyd. 3| par cristallisation dans l'alcool, il est nécessaire d'opérer avec un excès suffisant d'hydroquinone par rapport à la quantité théorique correspondant à la combinaison désirée, sinon on obtient la forme α de la combinaison |ant. 2-hyd. 1| dont le point de fusion est d'ailleurs identique à celui de |ant. 2-hyd. 3|.

En conclusion, l'emploi des diagrammes Debye-Scherrer nous a permis de compléter l'étude du système binaire antipyrine-hydroquinone. Les résultats de l'analyse thermique ont été confirmés. Nous avons mis en évidence l'existence de deux formes cristallines de la combinaison |ant. 2-hyd. 1| et déterminé leur point de transformation mutuelle.

Nous avons, en outre, pu préciser les conditions de préparation de ces combinaisons en gros cristaux incolores convenables pour la spectrographie Raman, par l'intermédiaire de solutions alcooliques des constituants.

TABLEAU I.

*Antipyrine.* — 7,70 (2); 6,8 (5); 5,8 (2); 4,5 (10); 4,2 (8); 3,7 (7); 3,4 (1); 3,1 (5); 3,0 (1); 2,8 (2); 2,6 (1); 2,3 (1); 2,1 (1).

*Mélange* % (11,25 *hyd.*, 88,75 *ant.*). — 7,7 (2); 6,8 (7); 6,1 (3); 5,5 (4); 4,5 (10); 4,2 (8); 3,8 (3); 3,6 (6); 3,1 (5); 2,8 (2).

*Ant. 2-Hyd.* 1 (forme β). — 8,3 (2); 7,0 (9); 6,0 (9); 5,5 (10); 5,0 (1); 4,3 (10); 3,8 (5); 3,6 (8); 3,2 (5).

*Mélange* % (34,55 *hyd.*, 65,45 *ant.*). — 10,2 (2); 9,0 (2); 8,6 (1); 7,9 (8); 7,0 (1); 6,1 (1); 5,6 (3); 5,1 (3); 4,6 (10); 4,3 (2); 3,8 (6); 3,6 (5); 3,1 (1); 2,9 (5); 2,1 (2).

*Ant. 2-Hyd.* 3. — 9,0 (5); 7,8 (5); 6,8 (5); 5,4 (4); 5,2 (4); 4,6 (10); 4,2 (8); 4,1 (3); 3,8 (7); 3,6 (5); 3,4 (1); 2,8 (5).

*Mélange* % (73,3 *hyd.*, 26,7 *ant.*). — 20,5 (1); 10,3 (3); 8,9 (3); 7,0 (5); 5,4 (4); 5,2 (4); 4,6 (10); 4,4 (5); 4,2 (4); 3,8 (8); 3,6 (5); 3,2 (8); 3,0 (6).

*Hydroquinone.* — 20,5 (3); 10 (10); 7,4 (1); 5,5 (5); 4,4 (3); 4,2 (10); 4,0 (3); 3,9 (3); 3,4 (1); 3,2 (9); 2,9 (3); 2,8 (3); 2,6 (1); 2,5 (3); 2,1 (2); 2,0 (1); 1,9 (1); 1,8 (5).

TABLEAU II.

*Ant.* 2-*Hyd.* 1 (forme α). — 9,8 (9); 8,5 (2); 7,7 (10); 7,1 (1); 6,2 (0,5); 5,5 (1); 4,6 (9); 3,95 (10); 3,5 (5); 3,4 (1); 2,9 (5).

*Ant.* 2-*Hyd.* 1 (forme β). — 8,3 (2); 7,0 (9); 6,0 (9); 5,5 (10); 5,0 (1); 4,3 (10); 3,8 (5); 3,6 (8); 3,2 (5).

PÉDOLOGIE. — *Les latérites du Moyen Niger et leur signification paléoclimatique.* Note de M. **Henri Erhart.**

Il existe dans le Soudan français d'importantes formations de latérites qui ont été signalées par de nombreux voyageurs. L'idée dominante des géologues et des géographes qui ont visité les régions intéressées (Chudeau, Chevalier, Furon, Scaëtta, Urvoy etc.) est que les latérites représentent des sédiments qui ont été latéritisés sur place postérieurement à leur dépôt. Pour M. Y. Urvoy, qui a consacré tout récemment, un ouvrage important à l'étude géographique des Bassins du Niger [1], cette latéritisation remonterait à la fin du Tertiaire ou au début du Quaternaire et indiquerait le régime tropical humide des régions soudanaises à cette époque. Pour M. H. Scaëtta, la latéritisation se poursuivrait encore de nos jours. Cet auteur, dans une Note à l'Académie, a même qualifié le Soudan français comme « épicentre climatique des processus de latéritisation [2] ».

Indépendamment du manque absolu de documents minéralogiques et chimiques, les observations de terrain des auteurs précités renferment toutes une lacune essentielle qui est la cause d'erreurs inévitables dans l'interprétation des formations latéritiques. Si la latéritisation s'était opérée sur place, soit anciennement, soit actuellement, il faudrait trouver les différents horizons pédologiques caractéristiques de tout profil latéritique et, notamment, la zone de passage entre la latérite et la roche mère dont elle provient. Une étude approffondie des formations latéritiques que j'ai observées au cours d'un voyage à travers le Soudan, dans la région comprise entre Bamako et Gao, me permet de dire que ceci n'est jamais le cas. A part quelques cas isolés de latéritisation sur place qui concernent des affleurements de roches ignées incomplètement décapées avant l'arrivée des sédiments tertiaires, toutes les formations latéritiques de la région représentent des alluvions de produits latéritiques et non pas des alluvions latéritisées.

Leur composition est d'ailleurs extrêmement variable, allant de l'argile kaolinique plus ou moins ferrugineuse à la bauxite la plus pure qui ne contient pratiquement que des hydroxydes d'alumine, mélangés à des proportions variables d'hydroxydes de fer. Dans la majorité des cas, il s'agit d'argiles

---

(1) *Les Bassins du Niger*, Paris, 1942.
(2) *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 912.

latéritiques, c'est-à-dire d'un mélange de kaolinite, d'hydroxyde d'alumine et d'hydroxyde de fer. L'hydroxyde d'alumine est généralement de la gibbsite à 3$^{mol}$ d'eau. Mais j'ai rencontré parmi les matériaux les plus alumineux, des allites relativement pauvres en eau de constitution qui contiennent un hydroxyde à une seule molécule d'eau que les rayons X ont montré être de la boehmite. Les observations micrographiques concordent entièrement avec les observations de terrain pour affirmer que partout il s'agit de dépôts amenés tels quels par le fleuve. La seule modification qu'ils ont subis au moment de leur mise en place est une imprégnation plus ou moins importante par de l'opale qui existait sous forme de micelles colloïdales dans l'eau du fleuve ou qui avait été captée par le plankton siliceux. Une modification postérieure consiste dans la formation de cuirasses ferrugineuses par montée capillaire de l'hydroxyde de fer au moment où l'alluvion s'asséchait.

L'opinion de M. Scaëtta qu'il s'agit de formations actuelles est non seulement infirmée par l'absence de zones de passage, mais est en plus contredite par la position topographique de ces latérites, situées toujours au-dessus du niveau du fleuve et correspondant à des alluvions anciennes. Les rares cas où l'on rencontre ces formations parmi les dépôts actuels ou subactuels du fleuve sont dus à un deuxième remaniement. Admettre la formation actuelle de ces latérites serait en plus une hérésie au point de vue pédologique. Jamais une latérite ni une argile latéritique ne peuvent se former dans un régime climatique quasi-désertique ou sous celui de la forêt tropophile du Soudan. Ces régimes climatiques conduisent toujours à une concentration des éléments solubles du sol, alors que la latéritisation est, au contraire, caractérisée par la lessivation intégrale du sol qui ne peut s'accomplir que sous la forêt vierge équatoriale ombrophile ou sous la forêt tropicale très humide. Ce point de vue avait été bien compris par M. Urvoy lorsqu'il a tenté de se servir des formations latéritiques pour en tirer une indication paléoclimatique en ce qui concerne la limite des temps tertiaires et quaternaires. Mais le fait qu'il s'agit partout d'alluvions de produits latéritiques préformés indique que cette époque ne marque que la période de leur mise en place. L'époque de leur genèse est forcément antérieure, et l'indication paléoclimatique que l'auteur en tire pour la période tertiaire-quaternaire est par conséquent erronée.

A mon avis, ces produits représentent le résidu de l'altération des roches silicatées alumineuses qui s'est accumulé dans le bassin d'alimentation du Paléo-Niger, au cours d'une très longue période antérieure, sous une couverture forestière épaisse et sous un climat tropical très humide. La période en question embrasse probablement au moins tout le Tertiaire, sinon le Crétacé ou plus encore. L'époque du remaniement marque, au contraire, une modification importante du climat et une évolution très prononcée vers l'aridité ou le froid, entraînant la disparition de la forêt qui avait protégé les sols de l'érosion et permis la latéritisation, et provoquant, par voie de conséquence,

l'épandage du manteau d'argiles latéritiques dans les plaines et les cuvettes.

Il est intéressant de faire remarquer que cette période de rupture d'équilibre climatique et biologique coïncide approximativement avec l'époque où, un peu partout sur le Globe et aussi en Afrique et en France, se sont produits des modifications géologiques importantes et où se serait accompli, suivant la théorie de Wegener, un mouvement de dérive considérable.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Le convergent défini par Chauveaud est un groupement complexe. Nouvel exemple.* Note de M[lle] **Madeleine Fourcroy**, présentée par M. Louis Blaringhem

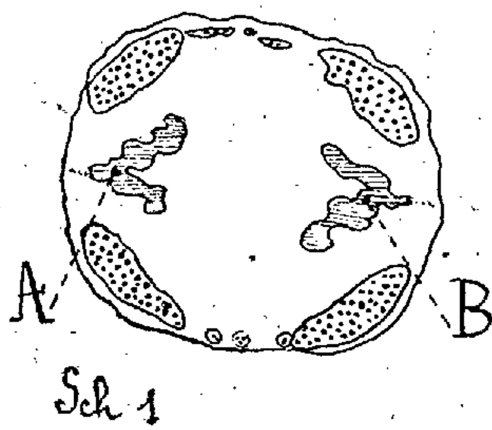
G. Bouvrain a récemment démontré que le convergent défini par Chauveaud ne pouvait être conservé comme unité conductrice parce que c'est un groupement complexe. Il signale que les faisceaux libéro-ligneux sont *à valence multiple* par suite des nombreuses anastomoses qui s'y produisent. La *convergence* des éléments conducteurs, au cours de leur différenciation basipète, provoque leur condensation et le nombre des faisceaux diminue. Dans la tige hypocotylée jeune et dans la racine des Dicotylédones et des Gymnospermes, ce nombre est très faible. En même temps, l'influence de l'accélération basifuge s'atténue et les faisceaux de xylème affectent la forme primitive avec phase alterne. C'est alors que Chauveaud cherche le faisceau unitaire; Bouvrain le trouve dans la feuille : c'est le faisceau libéro-ligneux naissant, isolé avant sa première anastomose.

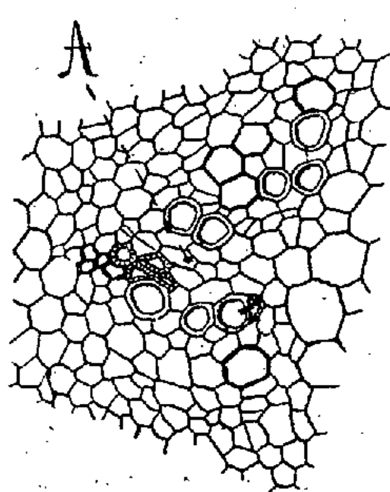
Cette Note montre la complexité du convergent de Chauveaud dans un axe hypocotylé de Chardon béni. Elle révèle en outre que la connaissance des faisceaux composants peut expliquer des anomalies apparentes dans l'ordre de résorption des éléments.

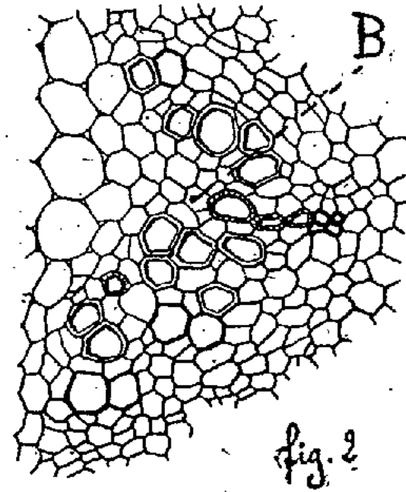
Vers le sommet de l'hypocotyle (schéma 3 et *fig.* 4) deux convergents classiques présentent leurs premiers vaisseaux alternes en voie de régression, des éléments alternes fonctionnels, puis des intermédiaires et enfin des superposés centrifuges dont les plus récents, les uns primaires, les autres secondaires en voie de différenciation, prolongent les ailes d'un ensemble apparemment *un* malgré quelque solutions de continuité. Mais des altérations de la lignine de certains éléments profonds, notamment dans l'aile gauche de B, ne se justifient pas par les lois habituelles de l'évolution.

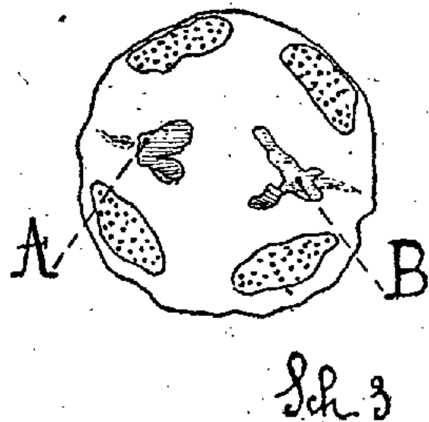
Insensiblement plus haut, on est encore tenté de parler des trois phases xylémiques de deux convergents qui, à un faible grossissement, apparaissent compacts (schéma 1). Les phases alternes sont plus courtes, les résorptions plus intenses, les ailes plus étalées que plus bas; tout cela est normal ainsi que la présence de petits groupes criblés entre les 4 demi-faisceaux criblés des convergents. Observons les faisceaux vasculaires : 7 faisceaux composants sont distincts dans le faisceau A (*fig.* 2). Le premier comporte les 8 vaisseaux

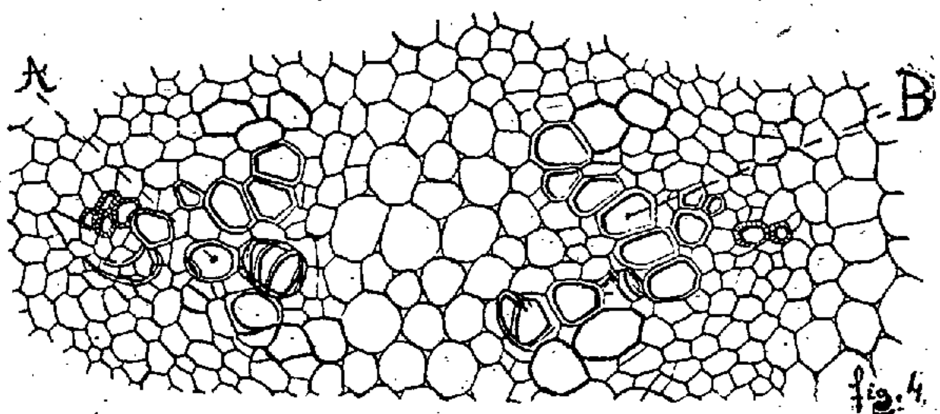
centripètes qui prolongent le faisceau cotylédonnaire, 4 résorbés, 4 altérés. A gauche 3 faisceaux composants comprennent respectivement 2, 5 et 2 vaisseaux, dont certains en voie de différenciation. A droite, 3 faisceaux également : un élément venu au contact de la phase alterne; 3 éléments, *dont le plus interne, le plus vieux, se résorbe*, ce qui est normal : enfin, 1 élément très récent, seulement prédifférencié. Outre l'identification des faisceaux qui *convergent*, notons la position quasi intermédiaire d'un élément récent de




l'aîle gauche; il comble une solution de continuité entre les faisceaux composants et plus tard, différencié, risquera d'être attribué à la seconde phase bien qu'appartenant à la troisième.

De même, 7 faisceaux composent le faisceau B (*fig.* 2). Ici encore les vaisseaux centripètes, 4 résorbés, 4 altérés, sont isolés; à l'aile gauche 3, peut-être 4 faisceaux; à droite 2. Le fait intéressant réside dans la présence, à gauche, d'un élément altéré, de petit calibre, le plus interne, donc le plus vieux de l'un des faisceaux composants, élément qui justifie que, plus bas, nous ayons vu des altérations dans l'aile gauche. A noter également comment la convergence progressive des éléments, au cours de leur différenciation basipète, les amène en juxtaposition tangentielle, au niveau de la figure 4, alors qu'ils sont ici séparés et en position superposée.

Ainsi, 7 faisceaux composants concourent à former le xylème de l'un des convergents A ou B de la figure 4 qui ne peut dès lors représenter une unité conductrice. Des résorptions peuvent toucher des vaisseaux internes dans le faisceau : ce sont les plus anciens de l'un des faisceaux composants. Enfin, des vaisseaux en position superposée peuvent, insensiblement plus bas, poursuivre leur différenciation en position tangentielle. Cette remarque est essentielle.

CYTOPHYSIOLOGIE. — *La mise en évidence d'une action de la vitamine* C *sur la cellule vivante, grâce à l'intervention de l'adrénaline.* Note de M. **Philippe Joyet-Lavergne**, présentée par M. Maurice Caullery.

On sait que, quand on donne, soit à divers types de cellules végétales vivantes, soit à la cellule vivante de la glande salivaire de la larve de Chironome, un supplément d'acide ascorbique, le rythme des oxydations cellulaires ne se trouve pas modifié par l'introduction de la vitamine C dans ces cellules (¹). Il n'en est pas de même si l'un de ces types cellulaires a subi, au préalable, l'action de l'adrénaline. Pour mettre ce fait en évidence, on procède de la façon suivante :

1. *Cellules végétales.* — Un fragment microscopique de tissu, prélevé sur le végétal vivant, est divisé en trois parties égales. La première partie est placée dans une goutte d'eau, la deuxième et la troisième sont placées chacune dans une goutte d'adrénaline à 1/1000. Huit minutes après, on ajoute une goutte d'eau à chacune des deux premières préparations, tandis que la troisième reçoit une goutte de solution aqueuse d'acide ascorbique à 1/5000. Après un séjour de 10 minutes, on ajoute, à chacune des trois préparations, la même quantité du même leucodérivé et l'on observe les phénomènes d'oxydations intracellulaires qui se passent dans les divers tissus. Nous avons utilisé les leucodérivés des substances suivantes : phénosafranine, rouge neutre, bleu de crésyl et bleu de Nil. Chaque type de tissu a été étudié avec deux ou plusieurs de ces réactifs. Les observations ont porté sur les tissus suivants : épiderme de la feuille de Poireau ; parois de l'anthère et épiderme du filet de l'étamine dans les fleurs de Linaire ; fragments de jeunes ovules et épiderme du filet de l'étamine chez la Rose trémière ; épiderme du pédoncule floral et du filet de l'étamine chez le Glaïeul ; épiderme de la bordure du stigmate chez le Lis. Une étude antérieure avait montré que, pour ces divers types cellulaires, l'absorption d'un supplément d'acide ascorbique n'a aucune action sur les oxydations cellulaires (¹). Dans chacune des expériences, l'examen comparé des trois préparations apporte les résultats suivants : la présence de l'adrénaline dans la cellule augmente, en général, le pouvoir d'oxydation intracellulaire, mais la cellule qui a subi l'action de l'acide ascorbique après l'adrénaline a un pouvoir oxydant nettement plus élevé. Si, exceptionnellement, l'adrénaline seule augmente fortement le pouvoir oxydant de la cellule, l'adjonction d'acide ascorbique n'apporte aucun changement appréciable. Dans quelques expériences, l'adrénaline n'a eu aucune action, l'association adrénaline + acide ascorbique a néanmoins entraîné une augmentation nette du pouvoir oxydant.

2. *Larve de Chironome.* — Pour chaque expérience, on place chacune des deux glandes salivaires d'un individu dans une goutte d'adrénaline à 1/1000 où

(¹) Ph. Joyet-Lavergne, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 685.

elles séjournent 5 minutes. On ajoute alors, à l'une des préparations, une goutte de solution aqueuse d'acide ascorbique à 1/5000, tandis que l'autre préparation reçoit une goutte d'eau; 8 minutes après, chacune des deux préparations reçoit la même quantité du même leucodérivé et l'on étudie l'oxydation du leucodérivé dans les cellules des deux glandes. On observe que le rythme des oxydations n'est pas le même dans les deux préparations. Les cellules de la glande qui ont absorbé de l'acide ascorbique sont le siège d'oxydations plus rapides et plus intenses. Avec le leucodérivé de la phénosafranine, on constate que le cytoplasme des cellules ayant subi l'action de l'acide ascorbique présente une coloration rouge, alors que le cytoplasme des cellules semblables du même organisme, placées dans des conditions rigoureusement identiques, mais n'ayant pas absorbé de vitamines C, présente seulement une coloration jaune. Les expériences avec le leucodérivé du rouge neutre donnent des résultats semblables. Pour les organismes étudiés avec le leucodérivé du bleu de Nil, les cellules ayant absorbé de l'acide ascorbique présentent une coloration bleue tandis que les cellules semblables du même individu, n'ayant pas absorbé de vitamine C, ont seulement une coloration vert pâle. Des résultats semblables sont obtenus avec les individus étudiés, soit avec le leucodérivé du bleu de méthylène, soit avec le leucodérivé du bleu de crésyl. Enfin, les organismes étudiés avec le leucodérivé de la thionine ou le leucodérivé vert Janus montrent également que les cellules ayant subi l'action de l'acide ascorbique ont un pouvoir oxydant plus élevé. On sait que des expériences antérieures avaient montré que, pour le type cellulaire étudié, l'acide ascorbique n'a aucune action sur le rythme des oxydations [1].

Les diverses expériences faites, tant sur les Végétaux que sur le Chironome, apportent des résultats concordants : aucun des types cellulaires étudiés n'est capable d'utiliser un supplément de vitamine C pour modifier sa respiration, mais il suffit de faire absorber à la cellule des traces d'adrénaline pour lui conférer le pouvoir d'utiliser la vitamine C. Cette vitamine prend alors place parmi les catalyseurs cellulaires et joue un rôle actif dans les oxydations.

Conclusions. — *La présence d'une certaine quantité d'adrénaline dans la cellule vivante peut lui permettre d'utiliser un supplément de vitamine* C *pour augmenter le système de ses oxydations. Pour les types cellulaires étudiés, ce supplément de vitamine* C *était inutilisable en l'absence d'adrénaline.*

Bactériologie. — *Un nouveau test bactériologique pour l'appréciation de la qualité des eaux de boisson :* l'indice typhogène. Note de MM. **Henri Violle** et **Jean Fricker**.

L'appréciation de la qualité bactériologique d'une eau est actuellement obtenue par deux épreuves : la numération des germes et la colimétrie, auxquelles peuvent être adjointes des recherches secondaires telles que celles

de l'entérocoque, des bactéries thermophiles, des germes putrides etc. Malheureusement, il y a parfois discordance entre ces épreuves et c'est alors la colimétrie, indiscutable témoin de la pollution fécale, qui l'emporte. Cependant la colimétrie elle-même laisse parfois le bactériologiste dans l'embarras, surtout entre 10 et 100 colibacilles par litre. Si l'on s'en rapporte en effet aux travaux de H. Vincent, qui font autorité en la matière, on voit qu'il donne les appréciations suivantes :

10 à 50 colibacilles par litre = eau d'assez bonne qualité ;

50 à 100 colibacilles par litre = eau passable ou médiocre, à surveiller.

Il serait donc intéressant, semble-t-il d'envisager d'autres facteurs pour la détermination de la qualité d'une eau. Pour cela il nous semble qu'il y a lieu de considérer que le danger principal d'une eau réside dans son pouvoir de véhiculer le Bacille d'Eberth. Mais, entre le moment où l'eau est contaminée et celui où elle est consommée, il s'écoule toujours un délai, plus ou moins long, pouvant atteindre quelques jours, parfois même quelques semaines. Pendant toute cette durée, le colibacille, doué d'un potentiel vital considérable, pourra persister dans l'eau, alors que le Bacille d'Eberth, beaucoup plus fragile sera soumis à de nombreuses causes de destruction. Toutes conditions égales d'ailleurs, une eau sera donc d'autant plus dangereuse que la persistance de l'Eberth y sera plus longue, en raison du *climat favorable*, si l'on peut dire, représentant la résultante des éléments variés et complexes rencontrés dans l'eau par ce germe. Il y aurait ainsi le plus grand intérêt à fixer, pour chaque échantillon d'eau, la durée de la survie du B. d'Eberth sans tenir compte, dans cet ensemble, des divers facteurs pouvant intervenir à ce point de vue, tels que le pH, le taux de la matière organique, les différents ions, le bactériophage, les germes antagonistes etc., bref, à en rechercher le pouvoir bactéricide global. Le problème étant ainsi posé, restait à trouver une technique simple et pratique. Rejetant tout ce qui aurait pu modifier le pouvoir bactéricide naturel de l'eau vis-à-vis du B. d'Eberth, nous avons cherché une méthode permettant d'utiliser l'eau telle qu'elle arrive au laboratoire, vivante, pour ainsi dire.

*Technique.* — Les différents contrôles de la persistance du Bacille d'Eberth dans l'eau se font ainsi ; on met $10^{cm^3}$ d'eau à expertiser dans un tube stérile ; on y ajoute $0^{cm^3},1$ d'une émulsion faite en délayant une anse d'une culture du B. d'Eberth sur gélose de 24 heures dans $10^{cm^3}$ d'eau physiologique, ce qui donne une émulsion dont le titre oscille très approximativement autour de 100 millions de germes par centimètre cube. On agite et on laisse le tube contenant cette émulsion microbienne, capuchonné, à l'étuve à 37°, pendant des temps différents : 24, 48, 72, 96 heures, c'est-à-dire 1, 2, 3, 4 jours, durée, après laquelle on arrête l'expertise. On ensemence $0^{cm^3},1$ de cette eau, après ces laps de temps divers, dans des tubes de bouillon ordinaire, où l'on a placé entre le coton et le verre, selon la méthode de Schardinger, une petite bande de papier filtre imprégnée de sous-acétate de plomb à 5 %, l'extrémité inférieure de cette

bande devant rester à $2^{cm}$ environ du liquide. Les tubes, ainsi ensemencés, sont mis à l'étuve à 37° et examinés seulement après 48 heures, en raison du retard fréquent dans la culture du B. d'Eberth, provoqué par le pouvoir antagoniste de l'eau. Quand le Bacille typhique encore vivant a poussé, on note une teinte noire métallique de l'extrémité inférieure du papier due au sulfure de plomb formé par l'$H^2S$ dégagé par ce microbe. On fait, parallèlement à cette expérience, un témoin en ensemençant dans un tube de bouillon ordinaire, avec papier au sous-acétate de plomb, $0^{cm^3},1$ de l'eau en nature.

*Avantages de cette technique.* — La quantité considérable de B. d'Eberth ajoutée, qui oscille autour de 10 millions de germes, ne risque pas de fausser l'expérience puisqu'elle ne s'accompagne de l'apport d'aucune matière organique. La quantité exacte de bacilles ajoutés n'a d'ailleurs aucune importance, l'essentiel étant qu'il y en ait un excès. Cela permet en effet de n'ensemencer, pour le contrôle de la longévité du bacille, qu'une faible quantité d'eau, peu susceptible d'apporter des germes préalablement contenus dans l'eau et pouvant produire de l'$H^2S$ (Proteus, certains *B. Coli* etc.). D'ailleurs, le témoin, fait avant l'addition du B. d'Eberth, répond à cette possibilité d'erreur qui ne pourrait se rencontrer que pour des eaux tellement polluées que leur mauvaise qualité les rendrait alors absolument impropres à la boisson.

Enfin la température de 37°, choisie pour la conservation de l'eau, permet de diminuer la durée de l'expérimentation et d'observer, en un véritable raccourci, ce qui se passe à l'état normal. Nous avons pu, en effet, constater que la survie du B. d'Eberth dans une eau est toujours notablement plus courte à 37° qu'à 16-18°, le plus souvent moitié moindre. En outre la température de 37° est réalisée dans tous les laboratoires, alors que celle de 16 à 18° est difficile à maintenir constante, d'où cause d'erreur possible.

*Résultats.* — 1° Dans les conditions de notre expérimentation, la survie du Bacille typhique est maxima dans l'eau stérilisée à 120° et minima dans l'eau nature, les résistances intermédiaires de ce bacille étant représentées par son contact avec l'eau tyndalisée à 80° et l'eau filtrée sur bougie $L^4$. Notre technique d'expérience avec de l'eau nature se justifie donc parfaitement.

2° Il n'y a aucun rapport apparent entre le taux de la colimétrie et la durée de la persistance de l'Eberth. C'est là le fait essentiel qne nous avons mis en évidence par cette méthode.

3° Nous proposons d'appeler *indice typhogène* la durée exprimée en heures de la persistance du B. d'Eberth dans une eau à 37°. Plus cet indice sera élevé, plus l'eau sera considérée comme dangereuse. Cet indice sera surtout utile pour la région de la colimétrie comprise en 10 et 100. Il est bien évident que, tout comme la colimétrie, l'indice typhogène n'est pas invariable et que, sous des influences diverses, il est susceptible de se modifier plus ou moins rapidement.

IMMUNOCHIMIE. — *Solubilité et structure des composés antigène-anticorps.* Note de M. **Dikran Dervichian**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Les conclusions de ma précédente Note ([1]), au sujet des solutions de savon et de leur coagulation, me permettent de remanier la théorie que nous avions établie avec P. Grabar ([2]) sur le mécanisme des réactions antigène-anticorps et d'éclaircir quelques nouveaux points. Les précipités doivent se développer beaucoup plus par accolement latéral des molécules protéiques que par simple empilement sur les faces ionisées. Aussi bien pour les molécules d'antigène (G) que pour celles d'anticorps (A), la cohésion mutuelle est plus faible que l'affinité pour l'eau, ce qui explique leur solubilité. Mais la liaison chimique spécifique de G avec A supplée à la cohésion, de sorte que l'ensemble s'agglomère, les molécules d'une espèce servant de ciment à celles de l'autre. Ainsi que nous l'avions montré, chaque molécule d'antigène peut, par chacune de ses faces, s'unir avec 3$^{mol}$ d'anticorps et les lier côte à côte autour de sommets communs. Mais j'ajoute ici que cet accolement doit se poursuivre dans le plan en un pavage hexagonal, de façon à constituer des feuillets continus de A. L'existence des deux faces identiques et parallèles des molécules protéiques plates permet, simultanément, l'empilement et la poursuite d'une autre liaison de proche en proche, réalisant des ponts entre couches superposées en sandwichs.

Le nombre maximum des molécules G dans un tel édifice ne peut être que de 1 G pour 1 A. Mais cette proportion n'est pas nécessaire. On devine que les deux modes de liaison, à savoir celui qui accole les molécules de A dans chaque feuillet et celui qui les associe dans leur empilement, se favorisent mutuellement dans l'édification de l'ensemble. Cette remarque nous permet de comprendre que des quantités de G en très faible proportion puissent suffire à lier l'ensemble et à donner un précipité contenant les deux constituants dans une proportion voisine de celle qu'exprime la formule $A_3G$. Il n'en reste pas moins vrai que l'édifice feuilleté le plus solide se constituera avec un nombre de molécules G voisin de celui qu'implique la formule $A_3G$. Avec 3 A pour 1 G, on aurait, rassemblés sur un même plan et emboîtés les uns dans les autres, un ensemble de petits groupes représentés chacun par la figure *a* de notre précédente Note ([2]). L'édifice serait formé de feuillets $A_3G$ superposés dans lesquels l'emplacement des G est alterné suivant la verticale. Cela se produit dans la zone dite d'*équivalence*. A cette proportion la plus probable et donnant lieu à l'édifice le plus solide, correspond la vitesse de formation la plus grande; on comprendrait le sens de la primo-floculation de Ramon.

Avec un nombre de molécules de G plus grand qu'il n'en faut pour ne

([1]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 299.
([2]) *Ibid*, 214, 1942, p. 195; *Ann. Inst. Pasteur*, 68, 1942, p. 74.

saturer qu'une face du feuillet des A, les valences libres de l'autre face également pourront être occupées. Deux tels feuillets de A, saturés par des G sur leurs deux faces à la fois, n'auraient plus aucune raison de s'accoler. Il n'y aurait donc plus empilement et précipitation, mais simple développement dans le plan, ce qui pourrait donner lieu à un énorme accroissement de la viscosité. Les associations solubles de A et de G apparaîtront donc dès que la proportion de 1 G pour 1 A sera dépassée et se poursuivront jusqu'à 2 G pour 1 A, ainsi que semblent l'indiquer les données expérimentales. C'est la zone d'inhibition.

La combinaison antigène-anticorps comporte une certaine réversibilité. Deux feuillets étant déjà accolés, bien que restent encore des valences non saturées, les chances pour qu'une nouvelle molécule d'antigène puisse s'y faufiler sont très faibles. En mettant, d'un seul coup, une quantité importante d'antigène, on en immobilise une plus grande quantité entre les feuillets d'anticorps qu'il n'en faudrait pour constituer plus économiquement le même édifice. C'est le phénomène de Danysz.

On sait que les haptènes simples inhibent la précipitation antigène-anticorps, mais ne précipitent pas eux-mêmes. Nous dirons que ces petites molécules, grâce à leur spécificité, saturent les valences, mais ne peuvent ni lier latéralement les molécules de l'anticorps ni favoriser l'empilement, du fait de leur point de liaison unique et de l'absence de la double face, caractère essentiel de la molécule protéique.

Soulignons que ce n'est pas la solubilité du composé qui intervient après coup, mais bien plutôt la solubilité de l'anticorps, avant même la combinaison. Il est évident que la possibilité d'accolement des molécules de A est fonction de leur plus ou moins grande cohésion et que, par suite, il faut d'autant moins de molécules de G pour les lier dans un édifice qu'elles sont naturellement moins solubles. On sait que les pseudoglobulines sont plus solubles que les euglobulines. Or, suivant l'animal et suivant l'antigène utilisé, l'anticorps correspondant est une pseudoglobuline ou une euglobuline. Si c'est une euglobuline, la moindre trace d'antigène suffira pour apporter le faible appoint nécessaire à la cohésion et donner un précipité. Au contraire, dans le cas d'une pseudoglobuline, il faudra, pour constituer un coagulat, une dose relativement forte de molécules G. C'est le cas de la toxine diphtérique. Mais, ainsi que l'a fait remarquer A. M. Pappenheimer ([3]), si, chez le Cheval, l'antitoxine est une pseudoglobuline, elle est une euglobuline chez le Lapin et précipite dès les premières traces de toxine. Par ailleurs, même avec l'ovalbumine et l'anti-ovalbumine, on observe l'un ou l'autre des deux modes de précipitation, suivant qu'il s'agit du Cheval ou du Lapin.

La séance est levée à 15h30m.

L. B.

---

([3]) *J. Exp. Med.*, 71, 1940, p. 263.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 11 OCTOBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

### *Notice nécrologique sur* WILLIAM BOWIE (1872-1940) (¹) par M. GEORGES PERRIER.

**WILLIAM BOWIE**, Correspondant de l'Académie des sciences pour la Section de Géographie et Navigation depuis 1929, est mort le 28 août 1940, presqu'un an jour pour jour après le commencement de la terrible guerre qui dure encore.

Cette mort a passé, en France, presqu'inaperçue dans les circonstances d'alors. Mais il n'est pas trop tard aujourd'hui pour rendre l'hommage que nous devons à celui qui fut un des maîtres de la Géodésie moderne.

William Bowie, né le 6 mai 1872, entra à l' « U. S. Coast and Geodetic Survey » après de fortes études.

Pendant treize ans et demi, il prit part, sur le terrain, à des travaux relatifs à la Géodésie, à l'Hydrographie, à l'Océanographie et à la Topographie, dans des régions très variées, aux États-Unis, en Alaska, à Porto-Rico et aux Philippines.

Mais, en janvier 1909, il fut nommé à l'Office central du « Coast and Geodetic Survey » et pris comme collaborateur par John Fillmore Hayford, alors Chef de la Division des Calculs. John Fillmore Hayford, qui occupait ce poste depuis 1900, avait entrepris dès 1901, par l'adoption de l' « United States Standard Geodetic Datum » (²), d'apporter de l'homogénéité dans les travaux géodésiques jusqu'alors exécutés ou à exécuter dans l'avenir aux États-Unis et, de ce fait, au prix de calculs étendus et ardus, il avait pu, en reprenant et développant les idées de Pratt sur l'isostasie, entreprendre une étude générale des déviations de la verticale sur l'immense territoire des États-

---

(¹) Notice déposée dans la séance du 11 octobre 1943.

(²) On désigne ainsi les éléments de départ du calcul des coordonnées de tous les sommets de premier ordre des triangulations des États-Unis. Ce sont la latitude, la longitude et un azimut observés astronomiquement au point central de Mades Ranch dans le Kansas.

Unis et en déduire des dimensions de l'ellipsoïde terrestre, aujourd'hui classiques. De plus, se proposant de multiplier, sur le même territoire, les observations de l'intensité de la pesanteur et de leur appliquer les mêmes idées dans une synthèse d'ensemble, il venait d'obtenir une première confirmation de ses théories et de ses résultats. Mais presqu'aussitôt, à l'automne de 1909, à 41 ans, au moment où ses travaux venaient de provoquer une profonde impression dans le monde des géodésiens, John Fillmore Hayford quitta, à la surprise générale, le « Coast and Geodetic Survey ». Il laissait inachevée la poursuite et l'exploitation des observations de pesanteur. William Bowie lui succéda aussitôt comme Chef de la Division des Calculs et il devint plus tard Chef de la Division de Géodésie.

Le volume, signé de leurs deux noms, paru en 1912, qui présente le résultat des recherches exécutées en commun en 1909, puis par W. Bowie seul, *The effect of Topography and Isostatic Compensation upon the Intensity of Gravity*, le supplément ajouté la même année par W. Bowie à cet ouvrage, puis ses remarquables *Investigations of Gravity and Isostasy* publiées en 1917 forment avec les deux œuvres de John Fillmore Hayford *The figure of the Earth and Isostasy from measurements in the United States* (1909) et *Supplementary investigation in* 1909 *of the Figure of the Earth and Isostasy* (1910) un ensemble d'une admirable unité, complété en 1924 par le dernier gros volume de W. Bowie *Isostatic Investigations and Data for Gravity stations in the United States established since* 1915.

W. Bowie venait ainsi, au moment où il atteignait la quarantaine, de se placer au premier rang des géodésiens et d'ouvrir, par de magistrales publications, la série des belles études sur l'isostasie, qui vont désormais constituer le principal de ses travaux scientifiques et qu'il continuera pendant une trentaine d'années, jusqu'à sa mort.

Il est frappant de constater combien tous les écrits de W. Bowie sont clairs, nets, pleins de bon sens, immédiatement compréhensibles. Bien que l'application de ses théories isostatiques conduise à des calculs dont la complication est indéniable, il sait les présenter et les simplifier d'une manière qui s'apparente heureusement au genre français plutôt qu'à celui d'autres géodésiens.

La prodigieuse activité de W. Bowie pendant les 27 ans qu'il a dirigé la Division de Géodésie (1909-1936) peut se mesurer par quelques nombres : Durant cette période, la longueur des chaînes mesurées est passée de 10000 à 68000 miles, celle des lignes de nivellement de précision de 30000 à 261000 miles, le nombre des stations de gravité de 60 à 720, celui des points de Laplace insérés dans les triangulations de 32 à 390.

W. Bowie a joué un rôle éminent dans la Science géodésique internationale. En 1912 il avait pris part à la 12[e] et dernière Conférence générale de l'ancienne Association géodésique internationale à Hambourg, réunion qui

fut particulièrement brillante, car les Allemands en profitèrent pour donner beaucoup d'éclat à la célébration du cinquantenaire de l'Association. Celle-ci cessa d'exister pendant la grande guerre, les conventions internationales qui la régissaient expirant en 1916 et n'ayant pu être renouvelées. Quand la paix fut rétablie, les milieux scientifiques de tous les pays sentirent la nécessité de reconstituer les Associations internationales disparues du fait de la guerre. C'est ainsi que naquit en juillet 1919 l'*Union géodésique et géophysique internationale* qui, dans un cadre beaucoup plus étendu, succédait à l'ancienne Association géodésique internationale. Cette Union fut aussitôt divisée en un certain nombre de Sections, appelées plus tard Associations : Géodésie, Séismologie, Météorologie etc. correspondant aux diverses Sciences de la Terre.

W. Bowie était le plus réputé des géodésiens et géophysiciens assistant à la 1re Conférence de l'Union comme Délégués officiels de leurs États. Aussi fut-il élu par acclamation Président de la Section de Géodésie. Il resta Président de cette Section, devenue Association jusqu'en 1933, pendant 14 années consécutives.

Il fut élu ensuite Président de l'Union. L'Assemblée d'Edimbourg qu'il présida en 1936 fut le point culminant et le terme final de son rôle actif à l'Association et à l'Union.

Tous ceux qui ont connu W. Bowie pendant les Assemblées générales de l'Union se rappelleront toujours la haute autorité avec laquelle il présidait, d'abord la Section puis Association de Géodésie, ensuite plus tard l'Union tout entière. Nous avons éprouvé personnellement nous-même le plaisir de collaborer avec lui dans une pleine et absolue confiance. Il sut habilement, au début de l'existence de la Section de Géodésie de l'Union, attirer à elle les États neutres qui avaient en 1917 formé une *Association géodésique réduite entre États neutres* pour assurer, par la suite, la permanence du travail géodésique malgré la conflagration mondiale.

Après tant d'Assemblées générales, tenues dans diverses capitales de l'Europe, W. Bowie désirait beaucoup attirer une fois l'Union à une Assemblée générale aux États-Unis. Il s'y employa utilement pendant sa période de Présidence de l'Union (1933-1936) et dans les années suivantes.

Il eut la satisfaction de voir l'Union géodésique et géophysique tenir, en 1939, une Assemblée générale dans cette ville de Washington, où s'était passée la plus grande partie de sa brillante carrière scientifique. C'est sans contredit, en très grande partie, grâce à son initiative et à ses efforts que s'est réunie pour la première fois hors d'Europe une Assemblée géodésique et géophysique internationale (5-15 septembre 1939). Elle fut brillante et féconde, malgré les difficiles circonstances nées du fait de la guerre qui éclata au début de septembre.

Les Délégués et Invités, ayant assisté à l'Assemblée générale de

Washington, ne fût-ce que quelques jours (car beaucoup rentrèrent en Europe dès les déclarations de guerre), se rappelleront toujours avec émotion y avoir vu W. Bowie pour la dernière fois. Tous les géodésiens et géophysiciens garderont le souvenir de cet homme éminent, signalé au cours d'une longue et féconde carrière par des travaux hors de pair, dont le nom restera inscrit dans l'histoire de notre Science parmi ceux des hommes qui l'ont le mieux servie([1]).

## CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Élise Devaux. *La Vision* (présenté par M. A. de Gramont).

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur le théorème fondamental de la théorie des points entiers et pseudo-entiers des courbes algébriques.* Note de M. **Claude Chabauty**, présentée par M. Élie Cartan.

C. L. Siegel a démontré dans la seconde partie de son Mémoire de 1930 à la *Preussiche Akademie*, le théorème fondamental suivant : *Pour qu'on puisse trouver un corps de nombres algébriques fini, dans lequel une courbe algébrique donnée (définie par des équations à coefficients algébriques) ait une infinité de points entiers, il faut et il suffit que la courbe soit unicursale et qu'elle ait au plus deux points à l'infini distincts.* La suffisance de la condition est banale. Pour démontrer sa nécessité, Siegel part du « premier théorème de Thue-Siegel » (1908-1921) qui dit : *Si* K *est un corps de nombres algébriques fini, et* $\alpha$ *un nombre algébrique de degré relatif* $h$ *par rapport à* K, *il n'y a qu'un nombre fini de solutions en nombres* $\xi$ *de* K, *à l'inégalité* $|\xi-\alpha|<c\mathrm{H}(\xi)\exp.(-\lambda\sqrt{h})$ [où $c$ désigne une constante positive quelconque, $\lambda$ une constante positive ne dépendant que du degré de K, et $\mathrm{H}(\xi)$ la hauteur de $\xi$]. Il en résulte facilement le « deuxième théorème de Thue-Siegel » : *Il n'y a qu'un nombre fini de solutions en entiers algébriques* $x$, $y$ *d'un corps de nombres algébriques fini donné, à une équation* $\varphi(x, y) = \text{const.}$, *où* $\varphi$ *est une forme binaire qui a plus de deux facteurs linéaires distincts* (« équation de Thue-Siegel »). Le cas unicursal du grand théorème de Siegel (déjà traité par Maillet dans le cas des entiers rationnels) s'en déduit aisément. La difficulté pour Siegel réside dans le cas genre $\geqq 1$.

Par une analyse assez longue et délicate, Siegel montre qu'on peut former, sur toute courbe de genre 1, grâce à la $n$-section des fonctions elliptiques ($n$ suffisamment élevé),

---

([1]) Au sujet de W. Bowie, consulter le *Bulletin géodésique* : 1937, p. 145 à 188; 1938, pp. 232 à 241; 1940, p. 1. *Le Bulletin géodésique* 1937 donne p. 146 son portrait, p. 170 et 171 une liste des Mémoires publiés par lui dans les « *Coast and Geodetic Survey Special publications* » et p. 172 à 188 une liste de 223 Articles et Notes dont il est l'auteur.

une fonction algébrique non ramifiée sur la courbe, telle que les points entiers de la courbe, s'il y en avait une infinité, tendraient vers un des pôles de la fonction suivant une loi contraire au premier théorème de Thue-Siegel. Siegel utilise le théorème de la base finie de A. Weil, mais A. Weil a fait remarquer que c'est inutile et qu'il suffit d'utiliser son « principe de transport » dans le cas d'extensions non ramifiées. Dans le cas genre $>1$, la marche de la démonstration est analogue, mais comporte la considération d'un système de ces fonctions, et contient implicitement une généralisation, mise en évidence par Hasse, du premier théorème de Thue-Siegel, à l'approximation simultanée de plusieurs nombres algébriques associés.

Je voudrais indiquer ici qu'il est possible de traiter le cas général à partir du deuxième théorème de Thue-Siegel par une méthode purement algébrique en utilisant le principe de transport dans le cas d'extensions ramifiées convenables, méthode beaucoup plus simple et qui permet de généraliser le résultat de Siegel. Je démontre que, *sur toute courbe de genre* $\geq 1$ (*resp. de genre zéro ayant plus de deux points à l'infini distincts*), *on peut toujours trouver deux fonctions algébriques entières, ramifiées seulement à l'infini et cycliquement, qui sont liés par une équation de Thue-Siegel.* J'obtiens aisément ces fonctions sous forme explicite dans le cas du genre 1, et je ramène les autres cas à celui-là grâce au lemme suivant : *sur une courbe de genre* $>1$ (*resp. sur une courbe de genre zéro ayant plus de deux points à l'infini distincts*) *on peut trouver deux fonctions algébriques entières non ramifiées* (*resp. ramifiées seulement à l'infini et cycliquement*). Étant donnée la nature des ramifications, le principe de transport montre que, s'il y a une infinité de solutions entières dans un corps de degré fini aux équations initiales, il en est de même pour l'équation de Thue-Siegel auxiliaire, et le grand théorème de Siegel est démontré.

Il est remarquable de constater que les deux artifices utilisés ci-dessus sont connus depuis longtemps, au moins dans des cas particuliers. Le premier (pour l'étude de $g=1$) a été utilisé par Siegel lui-même en 1923 pour l'étude de l'équation diophantienne de genre 1 quand elle a la forme explicite $y^2=(x-a)(x-b)(x-c)$. Le second (qui ramène le cas général au cas $g=1$) est tout à fait analogue à celui qu'indique Émile Picard, sur la suggestion d'Hurwitz, pour ramener la démonstration d'un théorème sur l'uniformisation des courbes de genre $>1$ au cas particulier relatif aux courbes hyperelliptiques (*Acta Mathematica*, t. 11).

En outre (et ceci sera développé ailleurs) le deuxième théorème de Thue-Siegel demeure vrai quand on y remplace les mots « points entiers » par points pseudo-entiers » [1] (résultat démontré par Mahler pour le corps des rationnels, et qui reste vrai pour tout corps de nombres algébriques fini). S'il y avait une infinité de solutions pseudo-entières dans un corps algébrique fini

---

[1] Rappelons qu'un point est dit pseudo-entier (sous-entendu : par rapport à un ensemble fini, fixe, de nombres premiers) quand ses coordonnées multipliées par des produits de puissances naturelles de ces nombres premiers sont des entiers algébriques.

aux équations initiales, il en serait encore aussi de même pour l'équation de Thue-Siegel auxiliaire. On voit donc que les résultats précédents fournissent une large généralisation du *théorème fondamental de Siegel, qui demeure vrai pour les points pseudo-entiers des courbes algébriques* (généralisation dont le seul cas particulier jusqu'ici connu, dû aussi à Mahler, concernait les courbes de genre 1 et le corps des rationnels) [2].

MÉCANIQUE. — *Détermination des zones de vitesses critiques des systèmes de transmission par bielles*. Note de M. **Hypolyte Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons montré [1] que les oscillations des systèmes de commande *isostatiques*, à accouplement élastique, étaient définies par des équations différentielles à coefficients constants, alors que celles des systèmes *hyperstatiques* étaient définies par des équations à coefficients périodiques, de période T pour la vitesse V de marche du train. En cherchant les solutions particulières $y(t)$ de ces dernières équations, telles que $y(t+T)=sy(t)$, on trouve, pour chaque valeur de la période T (ou de la vitesse V), une équation en $s$ d'un degré égal à l'ordre de l'équation différentielle. Les coefficients de cette équation peuvent être déterminés, pour chaque valeur de T, au moyen d'un calcul par arcs successifs, numérique ou graphique. Suivant que la valeur de $s$ trouvée est plus grande ou plus petite que l'unité, le mouvement est instable ou stable. Il existe donc une série discrète de valeurs de T (ou de V), $T_1 T_2 T_3 T_4 \ldots$ pour lesquelles $s=1$. L'équation différentielle à coefficients périodiques admet alors une solution périodique. Pour les intervalles de $T_1$ à $T_2$, de $T_3$ à $T_4$, de $T_5$ à $T_6$, ..., par exemple, la marche est instable, non pas pour une vitesse déterminée comme dans les phénomènes de résonance ordinaires, mais pour une *zone de vitesses critiques*. Les essais effectués, en 1917 entre Bâle et Munchenstein, avec une machine I.D.I., à accouplement élastique variable, et décrits dans les études précitées, ont confirmé les observations déjà faites sur des locomotives à bielles italiennes, allemandes et suisses.

Dans le cas simple d'une équation du second ordre

$$y'' + Py' + Qy = 0 \tag{1}$$

l'équation en $s$ est de la forme générale $(s-\alpha)(s-\delta)=\beta\gamma$ et nous avons montré que les coefficients $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, $\delta$ étaient définis par les formules suivantes,

---

(2) Pour les références aux travaux cités de Thue, Maillet, Siegel, Mahler, Weil, cf. Skolem, *Diophantische Gleichungen* (*Ergebn. der Math.*, Berlin, 1938).

(1) *Revue générale des Chemins de fer*, 41e année, mars 1922, p. 177; *Congrès de Mécanique de Stockholm*, 3, 1930, p. 234.

quand les valeurs d'une solution particulière sont calculées dans l'intervalle de o à 2T,

$$\alpha=0,\quad \beta=1,\quad \gamma=\frac{y_1(2T)y'_1(T)-y'_1(2T)y_1(T)}{y_1(0)y'_1(T)-y'_1(0)y_1(T)},\quad \delta=\frac{y_1(0)y'_1(2T)-y'_1(0)y_1(2T)}{y_1(0)y'_1(T)-y'_1(0)y_1(T)}.$$

Posons $y=e^{-\int\frac{P}{2}dt}$, nous aurons

$$y'(t)=e^{-\int\frac{P}{2}dt}\left[z'-\frac{P}{2}z\right]\quad \text{et}\quad z''=z\left[\frac{P^2}{4}+\frac{P'}{2}-Q\right]=zR(t).$$

Pour mettre en évidence la période T des fonctions périodiques P, Q, R, nous les écrirons sous la forme $P[2\pi(t/T)]$, $Q[2\pi(t/T)]$, $R[2\pi(t/T)]$.

Posons en outre $z=z_0(t)+z_1(t)+z_2(t)+\ldots$ pour appliquer la méthode d'intégration de Sturm, et prenons, comme solution particulière de l'équation $z''_0=0$, la fonction $z_0=2\pi(t/T)$; nous aurons

$$z_1=\int_0^t\int_0^t 2\pi\frac{t}{T}R\left(2\pi\frac{t}{T}\right)dt^2=\frac{T^2}{4\pi^2}\int_0^t\int_0^t 2\pi\frac{t}{T}R\left(2\pi\frac{t}{T}\right)\left(d\frac{2\pi t}{T}\right)^2$$

et, posant $2\pi(t/T)=\tau$,

$$z_1=\frac{T^2}{4\pi^2}\int_0^\tau\int_0^\tau \tau R(\tau)\,d\tau^2,$$

$$z_2=\int_0^t\int_0^t z_1R\left(2\pi\frac{t}{T}\right)dt^2=\left(\frac{T^2}{4\pi^2}\right)^2\int_0^\tau\int_0^\tau z_1R(\tau)\,d\tau^2,\quad \ldots.$$

On aura de même

$$z'_0=\frac{2\pi}{T},\quad z'_1=\left(\frac{T}{2\pi}\right)\int_0^\tau \tau R(\tau)\,d\tau,\quad z'_2=\left(\frac{T}{2\pi}\right)^3\int_0^\tau z_1R(\tau)\,d\tau,\quad \ldots.$$

Toutes les intégrales écrites conservent la même valeur pour une même valeur de $\tau$, c'est-à-dire pour toutes les valeurs de $t$ telles que $t=(\tau T/2\pi)$. Pour les valeurs de $t$ égales à o, T, 2T, les sommes auront des valeurs indépendantes de T. La méthode de Sturm nous fournit donc un moyen : 1° de calculer les valeurs des coefficients $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, $\delta$ de l'équation en $s$, pour une valeur particulière quelconque de la période, *un* par exemple; 2° de trouver, *sans nouveaux calculs*, les valeurs des mêmes coefficients pour une valeur de T quelconque, au moyen de développements en série, toujours convergents, suivant les puissances de T.

On obtiendrait un résultat analogue en construisant, dans le domaine de o à T, deux intégrales particulières, au lieu d'une seule intégrale dans le domaine de o à 2T.

La méthode appliquée pratiquement ici, à l'étude des vibrations des systèmes de commande par bielles des locomotives électriques, s'applique à n'importe quel système mécanique ou électrique, dont les oscillations sont représentées par des équations différentielles du second ordre à coefficients périodiques.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'atomisation d'un jet liquide.* Note de M. **Guy Littaye**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons montré ([1]) qu'une goutte liquide de vitesse $v$ et de diamètre D, placée dans un courant gazeux de vitesse V, doit se subdiviser en gouttes plus petites quand la vitesse relative $V - v$ devient supérieure à la valeur fournie par la relation

$$\frac{\rho(V-v)^2 D}{T} = \text{const.}, \tag{1}$$

où $\rho$ est la masse spécifique du gaz et T la tension superficielle du liquide. La vérification expérimentale de la relation (1) nous a fourni $V^2 D = 1{,}12.10^6$ pour une goutte d'eau dans l'air, la vitesse du liquide étant négligeable.

Nous avons établi la relation (1) en nous appuyant sur la théorie proposée par R. Siestrunck ([2]) pour expliquer la pulvérisation d'un jet liquide sous l'action d'un courant gazeux. D'après cette relation, le diamètre des plus grosses gouttes dépendrait donc seulement de la masse spécifique du gaz, de la tension superficielle du liquide et de la vitesse relative des deux fluides.

En réalité la goutte liquide est entraînée par le courant gazeux et sa vitesse augmente rapidement comme le montre la relation $m(dv/dt) = C(\rho/2)(V-v)^2 s$, où $m$ est la masse de la goutte; $s$ l'aire d'un grand cercle et $c$ le coefficient de résistance de la sphère. Supposons négligeable la vitesse de la goutte à l'origine; au bout d'un temps $t$ sa valeur est donnée par la relation

$$V - v = \frac{V}{1 + ktV} \quad \text{avec } k = \frac{c\rho s}{2m}; \tag{2}$$

pour une goutte d'eau dans un jet d'air la valeur de $k$ est $0{,}000138\,D^{-1}$, en adoptant pour $c$ la valeur $0{,}143$ correspondant au régime supracritique ([3]).

Supposons que la vitesse de l'air ait la valeur limite qui correspond à l'éclatement d'une goutte de diamètre D; cette vitesse est inversement proportionnelle à la racine carrée de ce diamètre; pour une goutte d'eau dans l'air on a $V = 1{,}06.10^3 D^{-1/2}$. Donnons à $t$ la valeur de la durée d'éclatement de la goutte. Pour cette durée d'éclatement nous prendrons la période $\tau$ d'oscillation de la surface de la goutte, qui indique au moins l'ordre de grandeur de cette durée. On a ([4]) $\tau = \sqrt{3\pi m/(8T)}$ soit, pour l'eau, $\tau = 0{,}091\,D^{3/2}$. Reportons dans (2) les valeurs de $k$, $t$ et V.

Lorsque l'éclatement de la goutte est terminé, sa vitesse relative est réduite

---

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 99.

([2]) *Comptes rendus*, **216**, 1942, p. 404.

([3]) *Modern developments in fluid dynamics* (Oxford, **2**, 1938, p. 497).

([4]) H. Ollivier, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, **10**, 1907, p. 289. Nous adoptons la vibration ellipsoïdale. La goutte prend, au cours d'une telle vibration, les formes qui se rapprochent le plus de la forme prise par une goutte sous l'action d'un courant gazeux pour un régime supracritique.

dans le rapport $(V-v)/V=1/(1+0{,}013)$, *lequel est indépendant de* D et d'ailleurs assez voisin de 1 pour qu'on puisse négliger la variation de la vitesse relative. Si petit que soit le diamètre d'une goutte, celle-ci doit éclater à son tour lorsque la vitesse de l'air atteint une valeur suffisante, donnée par la relation (1). Conformément aux expériences de Retel ([5]) et de Sauter ([6]) et contrairement aux vues de R. A. Castleman ([7]) il n'y a pas de *goutte atomisée*, c'est-à-dire qu'il n'existe pas une valeur limite, de l'ordre de plusieurs microns, en dessous de laquelle le diamètre des gouttes ne pourrait descendre, si grande que soit la vitesse relative du liquide et de l'air.

En appliquant la relation (2) nous avons admis que la période de vibration de la goutte était indépendante de la viscosité du liquide. Ceci cesse d'être vrai pour un liquide très visqueux. La période $\tau$ croissant alors avec la viscosité du liquide, la vitesse relative qui intervient dans la relation (1) peut être notablement inférieure à V. Par suite la vitesse V correspondant à un diamètre D des plus grosses gouttes doit augmenter avec la viscosité du liquide, pour des valeurs suffisamment élevées de cette dernière. Nous nous proposons de revenir sur cette influence de la viscosité du liquide.

On peut aussi déduire de la relation (2) la distance $l$ parcourue par une goutte au cours de son éclatement. Désignons par $x$ la distance parcourue à l'instant $t$. On a

$$\frac{dx}{dt}=v=\frac{ktV^2}{1+ktV} \qquad \text{d'où } x=Vt-\frac{1}{k}\operatorname{Log}_e(1+ktV)=\frac{1}{2k}(ktV)^2+\ldots$$

et donc

$$l=\frac{1}{2k}(kV\tau)^2. \tag{3}$$

Si nous remplaçons dans la relation (3) $k$, V et $\tau$ par les expressions obtenues plus haut pour ces grandeurs, nous avons $l=0{,}6\,D$, la valeur du rapport $l:D$ étant indépendante de la nature du liquide, comme le montre immédiatement l'analyse dimensionnelle. *La goutte éclate donc au bout d'un parcours très faible, alors que sa vitesse n'a pas encore atteint les deux centièmes de celle de l'air.* La turbulence de l'écoulement gazeux, considérée comme constituée par des masses tourbillonnaires entraînées par le courant général, n'a donc pas le temps de communiquer à la goutte le mouvement de rotation rapide qui tendrait à la faire éclater par effet centrifuge. R. Siestrunck ([2]) attribuait l'éclatement de la goutte à l'action simultanée de la centrifugation et du sillage. Nous avons indiqué ([1]) que le premier effet était prépondérant pour des diamètres inférieurs à quelques millimètres, comme le montrent les valeurs fournies par l'étude de la turbulence des souffleries. Nous voyons maintenant

([5]) *Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air*. B. S. T., **81**.

([6]) *Zeits. des Ver. Deutscher Ing.*, 3 nov., 1928, p. 1572.

([7]) *Journ. Research Bur. Stand.*, **6**, 1931, p. 369.

que le deuxième effet reste négligeable devant le premier. Ainsi le point de vue que nous avons adopté en conservant seulement l'effet de sillage se trouve entièrement justifié en théorie, comme il s'est trouvé confirmé par l'expérience.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Classification et résistance des matériaux plastiques.* Note de M. **Raymond de Fleury**, présentée par M. Albert Caquot.

Cette Note fait suite aux travaux confiés par les Services Techniques de l'Aéronautique. Deux points de vue sont à considérer.

D'une part, dans les hauts polymères, domaine des plastiques, *l'appellation chimique,* qui s'appuie sur la nature des radicaux des monomères, n'est pas sans fausser les perspectives du classement; en effet, du fait du dérangement du nombre, de l'alternance de la périodicité des valences dans les chaînes, l'appellation définit moins la molécule que, par pure convention terminologique, l'expression de son édification.

D'autre part, dans le *domaine physicochimique,* on sait que la morphologie de la molécule, sur la base de l'atome tétravalent et même tétraédrique, gouverne l'orientation des propriétés physiques et mécaniques des produits : de la sorte, le classement d'utilité tend à laisser en dehors les données chimiques.

L'essentiel, pour concilier les classements, ce que réclament le transformateur et l'usager pour s'y reconnaître, est de pouvoir *identifier à première vue* l'espèce d'une molécule au contour de son squelette, puis sa personnalité au dessin caractéristique de ses radicaux fonctionnels.

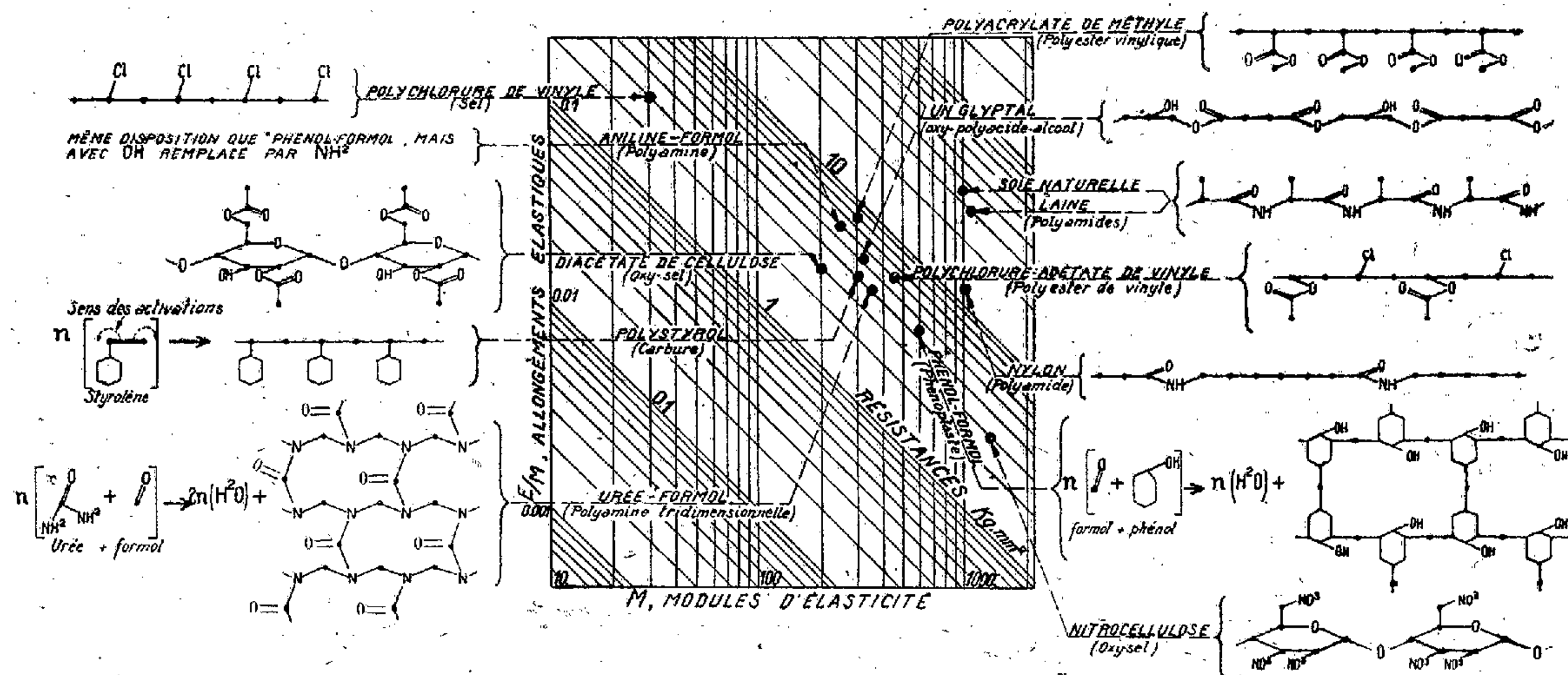
Les conventions de l'identification peuvent se résumer *de façon très orthodoxe* par ce qui suit : 1° Représenter, dans les formules, l'atome saturé du carbone par un simple point, sans écrire ni C ni H, pour *désencombrer le portrait* de ce qui coule de source. 2° *N'expliciter que les fonctions,* et par des traits les valences rattachant les atomes de carbone entre eux ou à d'autres corps que H, ou aux fonctions. 3° Aligner les points dans le sens des chaînes tendues, longitudinales et transversales, de façon à ne *mettre en relief que les fonctions par un décalage convenu* d'échelle ou de position dans les alignements. 4° Retrouver par surcroît, *en toute rigueur, les formules chimiques,* simplement en ajoutant mentalement, à chaque point, autant de H qu'il en faut pour parfaire à 4 les valences y aboutissant explicitées par des traits. 5° Maintenir dans les graphiques, pour les noyaux benzéniques, les hexagones abrégés en usage dans les formules développées.

Si l'on prend soin de disposer les graphiques (inclus ceux des préparations) dans le cadre de la carte nomographique des propriétés mécaniques indiquée dans une précédente Note (¹), on obtient, groupées synoptiquement sur une seule feuille (au besoin sur fiches particulières par une ligne ou par réseau en fonction d'une ou deux variables, telle la vitesse d'application de la charge), toutes spécifications les plus particulières de chaque plastique, les différences par

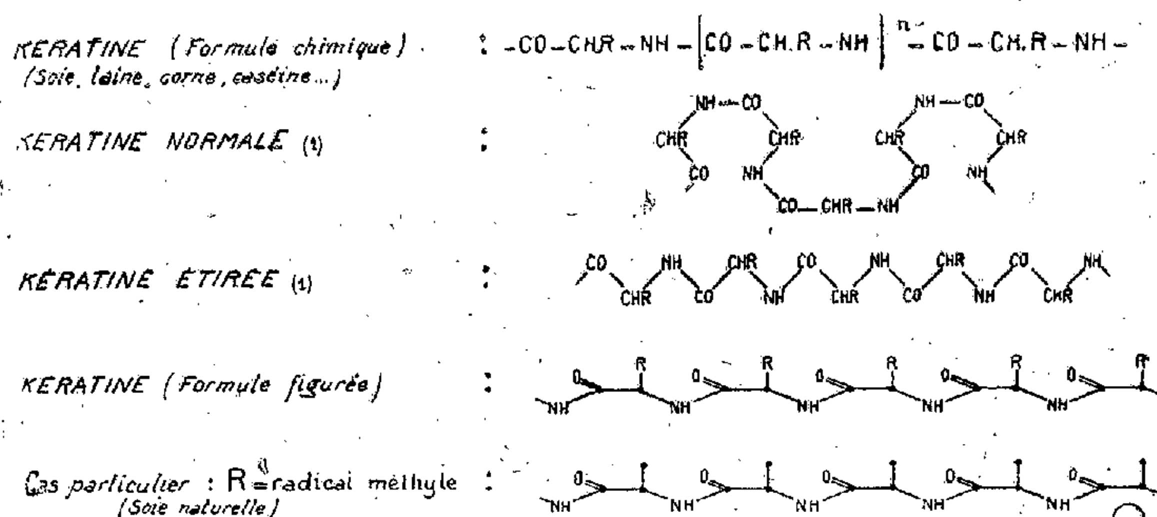
---

(¹) *Comptes rendus,* 214, 1942, p. 975.

comparaison et leurs traits de famille, dans les domaines chimique, physico-chimique et mécanique à la fois :




Ajoutons que notre représentation rectiligne de groupes d'atomes de carbone saturé ne s'écarte des réseaux physicochimiques à leur tour qu'en ce que les noyaux de carbone sont, dans des derniers, en zigzags ou en contours polygonaux repliés. Mais les formes en sont variables en fait avec les états de tension, ce qui justifie notre simplification optique :




Incidemment, l'examen des variations de ces formes repliées n'est pas sans imposer à l'esprit quelque analogie avec les figures que font des fils de caoutchouc tendus et tordus : tout le monde a eu l'occasion d'observer la naissance ou la disparition *subite* des nodosités de spires secondaires et même tertiaires, quand on diminue ou quand on accroît la tension de l'édifice sous la même torsion, ou inversement. L'image peut évoquer les discontinuités, frottements internes, écarts probables ou anomalies, dans de nombreuses propriétés mécaniques de ces produits.

Incidemment encore, remarquons que la représentation, en regardant les atomes d'hydrogène comme faisant masse unique avec les atomes de carbone auxquels ils sont reliés, met au mieux en évidence, dans le modèle spectrographique de la molécule, les masses vibrantes constituées par des motifs, et par ceux des fonctions.

(1) R. Lepsius, *Chimie et Industrie*, 43, 18 *bis*, 1940, p. 56.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur une méthode rapide de quantification utilisable dans certains cas favorables.* Note de M. **Robert Mazet.**

Soit l'équation

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \mathrm{H}(x;\, \mathrm{E})\psi = 0 \tag{1}$$

dont nous cherchons les fonctions propres, c'est-à-dire les solutions uniformes et bornées dans l'intervalle de configuration *réel* $(a, b)$.

Dans le plan *complexe* $z = x + iy$, les seuls points singuliers que puisse admettre une intégrale quelconque de (1) sont ceux de $\mathrm{H}(z;\, \mathrm{E})$ que nous supposons *analytique dans tout le plan.*

Si l'on fait le changement $\psi = e^{\int \mathrm{W}\, dz}$, les seuls points singuliers de W sont : *a.* les points singuliers de $\psi$ qui figurent parmi ceux de H; *b.* les zéros de $\psi$ qui sont des pôles d'ordre un de W.

Traçons, dans le plan complexe, un cercle de grand rayon C (O, R) et, à l'intérieur de ce cercle, entourons les points singuliers de H de petits cercles $c'$, $c''$, ..., puis les zéros de $\psi$ compris dans la région intermédiaire d'autres petits cercles $c_1$, $c_2$, ....

W est holomorphe dans la région trouée; si, de plus, il est *uniforme le long des frontières*, on peut écrire

$$\int_{\mathrm{C}} \mathrm{W}\, dz = \int_{c'} \mathrm{W}\, dz + \int_{c''} \mathrm{W}\, dz + \ldots + \int_{c_1} \mathrm{W}\, dz + \int_{c_2} \mathrm{W}\, dz + \ldots,$$

les intégrales étant prises une fois dans le sens positif.

Supposons qu'à partir d'un rayon de C suffisamment grand et de rayons des cercles $c'$, $c''$, ... suffisamment petits, ces intégrales ne croissent plus en nombre et gardent toutes une valeur constante et finie. On aura, en désignant les résidus des points singuliers de H situés à distance finie par $\mathrm{K}'$, $\mathrm{K}''$, ... et le résidu du point à l'infini par $\mathrm{K}_\infty$,

$$\mathrm{K}_\infty = \mathrm{K}' + \mathrm{K}'' + \ldots + q \times 2\pi i, \tag{2}$$

$q$ étant le nombre des zéros de $\psi$ distincts des points singuliers de H et de l'infini et comptés avec leur ordre de multiplicité; *$q$ est donc un nombre entier* $\geq 0$.

Dans certains cas favorables, les résidus peuvent tous se calculer *a priori* dès que l'on sait que $\psi$ est une fonction propre. C'est le cas, notamment, pour $\mathrm{K}'$, $\mathrm{K}''$, ... lorsque les points singuliers de H appartiennent à l'intervalle de configuration (c'en seront, en général, les extrémités) et qu'en ces points les solutions de (1) sont toutes infinies, sauf une. Pour le point à l'infini, il peut arriver, notamment, qu'il coïncide avec l'une des extrémités $a$ ou $b$ de l'inter-

valle et que la particularité signalée ci-dessus s'y présente ou, dans d'autres cas, qu'en ce point toutes les solutions de (1) admettent le même résidu.

(2) donne alors une relation entre les coefficients de (1) et $q$ qui constitue, pour le paramètre E, une *formule de quantification*, puisque $q$ ne peut être qu'entier $\geq 0$.

Le calcul de $K_\infty$, $K'$, $K''$, ... s'effectue simplement lorsque H admet, au voisinage du point étudié, un développement de Lorentz commençant par un terme d'ordre *pair*. En effet, on peut alors satisfaire formellement à l'équation de Ricatti en W

$$\frac{dW}{dz} + W^2 + H(z; E) = 0,$$

au moyen de deux développements à coefficients indéterminés commençant par des termes (opposés) du même ordre que $\sqrt{-H}$ (si toutefois H ne s'efface pas devant $dW/dz$). On en déduit, dans les cas favorables signalés plus haut, le développement de la fonction W qui correspond à la fonction propre et, spécialement, le terme d'ordre $-1$. Celui-ci fournit le résidu cherché. On peut, en pratique, admettre la convergence des développements.

Il est possible d'établir, une fois pour toutes, des formules donnant les résidus dans les divers cas.

Cette méthode s'applique avec succès dans la plupart des problèmes classiques (oscillateur harmonique, mouvement de Képler, rotateur spatial, solide de Lagrange centré etc.) et redonne rapidement les formules de quantification connues. Elle permet d'établir les formules de Brillouin-Wentzel et de Kramers et de préciser leur champ d'application respectif.

En outre, elle se prête particulièrement bien à l'étude d'un cas voisin d'un cas connu (effet d'une *perturbation* considérée comme petite). Posons, en effet,

$$H(x) \equiv H_0(x) + \lambda H_1(x),$$

$\lambda$ étant une constante supposée petite. $\psi_0$ étant une fonction propre du problème *non perturbé* [dans lequel $H(x)$ se réduit à $H_0(x)$], il lui correspond, dans le problème perturbé, une fonction propre $\psi \sim \psi_0 + \lambda\psi_1$ et, de même, $W \sim W_0 + \lambda W_1$. Chaque résidu peut se mettre sous la forme $K \sim K_0 + \lambda K_1$. Le calcul de $K_1 = \int W_1\, dz$ s'effectue en développant, au voisinage du point étudié, l'intégrale de l'équation linéaire

$$\frac{dW_1}{dz} + 2W_0 W_1 + H_1 = 0$$

qui correspond au problème. Les cas favorables sont ceux où ce calcul peut se faire *a priori*, soit que toutes les intégrales aient le même résidu, soit que l'on sache d'avance celle qu'il convient de prendre (par exemple, si $W_0$ est de l'ordre de $\sqrt{-H_0}$, $W_1$ sera de l'ordre de $H_1/W_0$). La formule (2) opère alors la quantification du problème perturbé; les valeurs propres E du problème

non perturbé sont remplacées par des valeurs voisines $E+\delta E$, $\delta E$ étant de l'ordre de $\lambda$.

Cette méthode a, sur la méthode ordinaire des perturbations, l'avantage de dispenser du calcul des fonctions propres du problème non perturbé, calcul toujours long et compliqué eu égard à la simplicité du résultat final (cf. l'effet Stark du 1er ordre pour l'atome ou pour la molécule). Par contre, elle ne peut s'appliquer qu'au cas où les variables restent séparées après la perturbation.

SPECTROSCOPIE. — *Comparaison des spectres d'étincelle ultraviolets du fer et du cuivre.* Note de MM. **Raymond Ricard** et **Claude Charmetant**, présentée par M. Charles Fabry.

La mesure précise des longueurs d'onde des raies situées dans la région 2000-2250 Å a longtemps présenté de sérieuses difficultés en raison de l'absence de repères commodes et sûrs. Or, deux éléments, le fer et le cuivre, fournissent des spectres d'étincelles dans lesquels on peut trouver les repères nécessaires aux mesures dans cette région spectrale. Pour le spectre du fer, on ne disposait que des mesures déjà anciennes de L. et E. Bloch ([1]), mesures assez bonnes entre 2150 et 2300, mais présentant entre 2150 et 2000 un décalage systématique qui augmente quand la longueur d'onde diminue pour atteindre 0,16 Å au voisinage de 2000. Pour le cuivre, Burns et Walters ([2]) ont calculé, par la méthode des étalons internes, les longueurs d'onde des raies les plus intenses des spectres, CuI et CuII, comprises dans l'intervalle envisagé; la précision est excellente et atteint pratiquement le millième d'angström. Enfin récemment Green ([3]) a appliqué la même méthode aux spectres d'étincelles du fer.

Dans le but de vérifier la cohérence des divers groupes de longueurs d'onde ainsi calculées, nous avons comparé directement les spectres d'étincelles du fer et du cuivre. Pour cela on photographie le spectre d'une étincelle condensée éclatant entre deux électrodes de fer recouvertes d'une mince couche de cuivre; le spectrographe utilisé donne une dispersion suffisante pour qu'on puisse obtenir une précision de 0,01 Å dans les mesures de longueur d'onde des raies d'intensité moyenne. Le tableau suivant contient les résultats des mesures : longueurs d'onde des raies du fer calculées à partir de celles du cuivre données par Burns et Walters. L'accord entre nos mesures et les longueurs d'onde calculées par Green est excellent; c'est une très bonne confirmation de la valeur de la méthode des étalons internes. Seules figurent dans le tableau ci-dessous les

([1]) *Ann. de Phys.*, 6, 1926, p. 409.
([2]) *Publ. Alleg. Obs.*, 8, 1930, p. 27.
([3]) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 1209.

raies qui paraissent les plus convenables comme repères ou pour le contrôle des mesures d'interpolation; la plupart appartiennent au spectre Fe II.

| | | | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 5 | 2274,09 | 4 | 2189,06 | 3 | 2146,37 | 1 | 2094,64 | 3 | 2055,27 |
| 4 | 59,60 | 5 | 77,03 | 4 | 46,06 | 2 | 83,52 | 6 | 51,03 |
| 10 | 53,14 | 7 | 75,45 | 2 | 38,08 | 6 | 80,24 | 1 | 48,49 |
| 4 | 50,19 | 5 | 72,98 | 4 | 30,26 | 2 | 78,16 | 7 | 40,70 |
| 9 | 49,18 | 6 | 67,87 | 5 | 19,05 | 2 | 75,68 | 3 | 39,51 |
| 9 | 45,57 | 3 | 67,41 | 4 | 18,20 | 2 | 69,94 | 3 | 36,43 |
| 2 | 39,67 | 8 | 62,03 | 6 | 16,98 | 5 | 67,93 | 5 | 32,41 |
| 3 | 35,52 | 4 | 58,51 | 4 | 07,54 | 3 | 66,00 | 1 | 29,17 |
| 6 | 32,10 | 2 | 55,85 | 3 | 00,95 | 7 | 63,67 | 4 | 18,78 |
| 8 | 19,90 | 6 | 2147,70 | 2 | 2094,99 | 2 | 2057,32 | 4 | 2015,50 |
| 5 | 2211,10 | | | | | | | | |

PHYSICOCHIMIE. — *Sur la consolidation de tensions et l'effet Bauschinger des cristaux uniques.* Note [1] de M. **Pierre Laurent**, présentée par M. Léon Guillet.

Pour produire sur un métal (monocristallin ou non) une déformation $\delta$, Kochendörfer [2] a montré que la force F à appliquer est

$$F = F_0 + F_i + F_T, \qquad (1)$$

où $F_0$ est la limite élastique physique du métal, $F_i$ une force qui dépend de la consolidation atomique [c'est-à-dire du nombre des accrochages existant dans le métal [3]] et $F_T$ une force qu'il appelle la consolidation de tensions et qui dépend de la courbure des plans de glissement, donc de la nature géométrique de la déformation. $F_T$ correspond à ce que l'on appelle habituellement l'action des frontières.

La consolidation de tensions n'a pas encore été déterminée mais Kochendörfer admet que nulle pour $\delta = 0$, elle présente un maximum pour $\delta = \delta_m$ (ce maximum joue un rôle important dans la théorie de la fatigue de Dehlinger) [4].

Bauschinger a montré que, pour un métal ayant subi un écrouissage par compression, par exemple, la limite élastique à la traction était inférieure à celle de compression. Ce phénomène extrêmement complexe peut être décomposé en trois effets :

*a.* Effet du 1er ordre dû à l'hétérogénéité des déformations plastiques de diverses parties de la pièce étudiée et observé sur des éprouvettes soumises à des états de tensions macroscopiquement hétérogènes.

*b.* Effet du 2e ordre dû à l'hétérogénéité des déformations plastiques des divers cristaux et observé sur des éprouvettes soumises à des états de tensions macroscopiquement homogènes.

*c.* Effet de 3e ordre observé pour la première fois par Held [5] sur des monocristaux au cisaillement pur; il est assez faible pour être négligé devant les deux premiers.

---

(1) Séance du 27 septembre 1943.

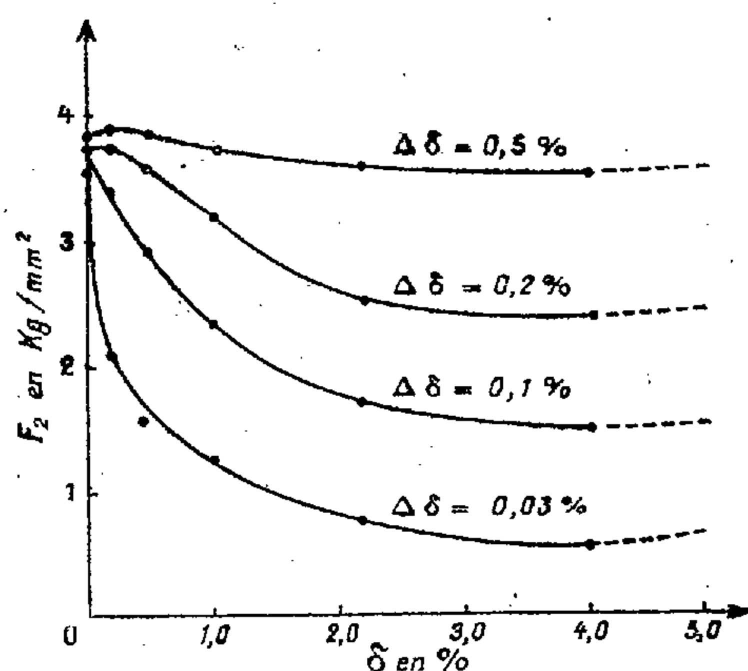
(2) *Plasticke Eigenschafften von Errstallen*, Berlin, 1941.

(3) P. Laurent et J. Valeur, *Comptes rendus*, 217, 1942, p. 831.

(4) *Z. Physik*, 115, 1940, p. 625; *Z. Metallkunde*, 32, 1940, p. 199.

(5) *Z. Metallkunde*, 20, 1938, p. 69.

Sachs et Shoji [6] ont observé l'effet Bauschinger sur des monocristaux de laiton (*fig.* 1) écrouïs par compression; ce fait ne peut être expliqué ni par l'effet du 1er ordre (état de tensions homogènes), ni par celui du 2e (monocristal), ni par celui du 3e (amplitude des phénomènes trop grands). Nous voulons montrer que la consolidation de tensions en donne une explication satisfaisante.




La déformation par traction ou compression d'un monocristal de longueur infinie entraîne une rotation des plans de glissement; pour les cristaux usuels, il s'y superpose une courbure des plans de glissement due aux têtes de l'éprouvette, d'où une consolidation des tensions. Soit, comme dans le cas des expériences de Sachs et Shoji, $\delta$ la compression initiale du cristal, la force appliquée pour la produire est donnée par (1).

Si l'on néglige l'influence de la régénération thermique, $F_i$ ne dépend que de la déformation totale. Si, partant de l'état ainsi obtenu, on veut produire une compression, la force à appliquer est

$$F_1 = F_0 + F_i(\delta + \Delta\delta) + F_T(\delta + \Delta\delta). \tag{2}$$

Si $\Delta\delta$ est la limite conventionnelle fixant la limite élastique, on voit qu'à partir du nouvel état initial la limite élastique à la compression est $F_1$. Si, partant du même état initial on veut produire une déformation par traction, on sait que $F_0$ conserve la même valeur absolue que pour une compression; en négligeant l'effet Bauschinger du 3e ordre, il en est de même de $F_i$; au contraire, $F_T$ garde la même valeur algébrique que pour une compression. La limite élastique à la traction $F_2$ est donc

$$F_2 = F_0 + F_i(\delta + \Delta\delta) - F_T(\delta - \Delta\delta). \tag{3}$$

De (2) et (3) on déduit si $\Delta\delta$ est petit

$$F_1 - F_2 = 2F_T\delta. \tag{4}$$

---

(6) *Z. Physik*, 45, 1927, p. 776.

Donc la différence des limites élastiques dans l'effet Bauschinger est égale au double de la consolidation de tension.

D'après Taylor ([7]) pour les métaux cubiques, on peut poser $F_i = K\sqrt{\delta}$, K étant une constante; d'autre part, conformément aux hypothèses de Kochendörfer on peut, en première approximation, admettre que

$$F_T = F_m\left[1 - \left(\frac{\delta}{\delta_m} - 1\right)^2\right].$$

Il est aisé de vérifier que $F_T$ possède alors :

1° un minimum pour $\Delta\delta/2 < \delta_1 < (3/2)\Delta\delta$;

2° un maximum pour $\delta_2 < (3/2)\Delta\delta$;

3° un minimum pour $\delta_3 \sim \delta_m$.

Le minimum $\delta_3$ se retrouve sur toutes les courbes de Sachs et Shoji, le maximum est sensible pour les courbes correspondant aux valeurs les plus élevées de $\Delta\delta$ (0,2 et 0,5 %); quant à $\delta_1$, il a lieu pour des valeurs trop petites pour être observées (de même $\delta_2$ pour $\Delta\delta$ faible).

L'introduction de la consolidation de tension permet une explication aisée des résultats de Sachs et Shoji. L'hypothèse faite par Kochendörfer d'un maximum pour $F_T$ trouve ainsi sa confirmation expérimentale.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'estimation, en phase gazeuse, des isotopes de l'hydrogène et de leurs formes allotropiques.* Note de M. **Rodolphe Viallard**, présentée par M. Paul Lebeau.

La découverte et l'étude ultérieure des transformations *ortho* ⇌ *para* de l'hydrogène ont été grandement facilitées par l'emploi de la méthode de conductibilité thermique qui utilise la différence de chaleurs spécifiques existant, aux basses températures, pour les formes allotropiques de l'hydrogène ([1]).

La technique de cette méthode repose sur le fait qu'un filament métallique, chauffé électriquement au sein d'un gaz à moyenne pression, s'y échauffe d'autant moins que la conductibilité thermique en est plus élevée. Des calculs basés sur la théorie cinétique des gaz permettent en principe de relier la résistance d'un tel fil à la composition du gaz environnant. En fait, l'approximation est insuffisante pour conduire à une estimation directe des divers constituants d'un mixte, et différents auteurs ont souligné, surtout pour des raisons d'ordre

([7]) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 145, 1934, pp. 362, 388 et 405.

([1]) K. F. Bonhoeffer et P. Harteck, *Zeits. physik. Chem.*, B, 4, 1929, p. 113.

expérimental, la nécessité d'un étalonnage préalable, plus particulièrement en ce qui concerne les mixtes hydrogène-deutérium (²).

Les difficultés tiennent essentiellement au comportement du platine en présence d'une atmosphère gazeuse, et il a paru utile d'en faire une étude systématique. L'état de surface du métal, dont dépend le coefficient d'accommodation, joue un grand rôle (³). Il semble toutefois que certains auteurs aient incriminé outre mesure ce facteur (²). Il est apparu d'autre part que la présence d'impuretés telles que $O^2$ modifie largement la résistance du filament, en l'absence même de tout échauffement : des variations de quelques unités pour cent peuvent être observées.

Le dispositif expérimental utilise un montage en pont comprenant deux filaments identiques et deux résistances, l'une fixe (10010 Ω), l'autre variable (boîte à décades, de 11111 Ω maximum). Un courant de quelques dizaines de milliampères est dérivé d'une part à travers les filaments, d'autre part à travers les jeux de résistances. L'équilibre est contrôlé à l'aide d'un galvanomètre (sensibilité $10^{-9}$ amp/mm à 1 m). Les filaments, en forme de W, sont enfermés dans des cellules en verre borosilicaté, aussi identiques que possible. Ces cellules sont solidaires d'un dispositif de pompage et d'une installation pour la préparation d'hydrogène, de deutérium, ou de leurs formes allotropiques, et de leur mélange. Pendant les mesures, elles sont immergées dans de l'azote liquide. A titre d'indication, voici les caractéristiques approximatives des cellules utilisées dans une série d'essais : volume, $15^{cm^3}$; diamètre du filament, $10^{\mu}$; longueur du filament, $15^{cm}$; résistance à 0° C., 200 Ω. La pression du gaz est de 25 à $45^{mm}$ de mercure. La puissance dissipée atteint au plus 1/2 watt, l'échauffement ne dépassant pas alors 50°.

La théorie prévoit que le domaine de températures le plus favorable pour l'analyse d'un mixte $o$-$H^2$ et $p$-$H^2$ se situe vers 140-160° K. S'il s'agit de $n$-$D^2$ et $n$-$H^2$ il est avantageux de se rapprocher de 300° K. (⁴). Par contre dans le cas d'un mixte $o$-$D^2$, $p$-$D^2$, mieux vaut opérer vers 80-100° K. Dans les cas complexes, où se rencontrent $o$-$H^2$, $p$-$H^2$, $p$-$D^2$, $o$-$D^2$ et HD, il peut être intéressant de travailler aux environs de 100-110° K.

La disposition réalisée permet de connaître par simple lecture, à un facteur correctif près, le rapport **k** des résistances des deux filaments. A la température du bain d'immersion, ce rapport $\mathbf{k}_0$ est remarquablement constant, alors que la mesure directe des résistances révèle des variations temporaires notables qui se répercutent sur les valeurs observées lors des échanges d'énergie avec le gaz. Les divergences correspondantes, attribuées parfois plus ou moins expli-

(²) K. Wirtz, *Zeits. physik. Chem.*, B, **32**, 1936, pp. 334-340.

(³) W. B. Man, *Proceed. Roy. Soc.*, **146**, 1934, p. 467; W. B. Man et W. C. Newell, *Proceed. Roy. Soc.*, **158**, 1937, pp. 397-403.

(⁴) Sacchse et Bratzler, *Zeits. physik. Chem.*, A, **171**, 1934, p. 331.

citement à une modification lente de l'état de surface du filament, tiennent en fait uniquement à des conditions extérieures, et plus précisément à la température d'ébullition du liquide réfrigérant (air, azote ou oxygène liquéfiés). Cependant, si le métal est temporairement souillé, par exemple par contact avec de l'oxygène, il suffit d'une purge de quelques heures dans le vide, à 300-400° K., pour que $\mathbf{k}_0$ reprenne sa valeur primitive après que les filaments ont été maintenus dans l'hydrogène : pour les cellules décrites, par exemple, $\mathbf{k}_0 = 0{,}9965 \pm 0{,}0003$ au cours d'une période d'observation de dix semaines, malgré des variations passagères de l'ordre de 4 %, dues à l'action de $O^2$.

Bien entendu, cette disposition est particulièrement avantageuse pour l'analyse de mixtes comprenant les différents hydrogènes. Il suffit de remplir l'une des cellules avec le gaz à étudier, l'autre avec un gaz de référence, de l'hydrogène normal par exemple ($n$-$H^2$ : 75 % $p$-$H^2$, 25 % $o$-$H^2$). Les variations des conditions extérieures n'affectent le rapport **k** qu'au deuxième ordre. Naturellement, lorsque la puissance dissipée dans le gaz devient plus grande, ce rapport varie. Pour deux cellules remplies d'hydrogène en équilibre à 80° K. ($e_{80}$-$H^2$ : 48,4 % $p$-$H^2$, 51,6 % $o$-$H^2$), il passe par exemple de $\mathbf{k}_0 = 0{,}9965$ à $\mathbf{k}_{60} = 0{,}9830$ quand l'intensité passe d'une valeur juste suffisante à la mesure, à 60 mA. La substitution de $n$-$D^2$ (66,66 % $o$-$D^2$, 33,33 % $p$-$D^2$) à l'hydrogène contenu dans une des cellules introduit une variation de $\mathbf{k}_{60}$ de près de 0,08. La conversion catalytique, à 80° K., de $n$-$D^2$ en $e_{80}$-$D^2$/(69,8 % $o$-$D^2$, 30,2 % $p$-$D^2$) affecte ce résultat de quelques millièmes.

Moyennant un certain nombre de précautions dont le détail ne saurait trouver place ici, l'estimation des teneurs en deutérium peut se faire par cette méthode avec une précision qui, sans atteindre celle des méthodes gravimétriques opérant sur l'eau lourde et sans dépasser notablement 1 ‰, dans les conditions les plus favorables, soit néanmoins suffisante pour des études de cinétique chimique, plus particulièrement dans le domaine des réactions à marche lente.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur le dosage de l'oxyde d'éthyle.* Note de M. **Albert Tian**, présentée par M. Charles Fabry.

L'oxyde d'éthyle présente peu de propriétés chimiques susceptibles de servir de base à des méthodes d'analyse. Aussi utilise-t-on des déterminations physicochimiques pour le doser dans ses mélanges binaires, méthode pratiquement inutilisable s'il s'agit de mélanges plus complexes.

L'éther ordinaire fournit cependant une réaction commode à réaliser et qui, sans être tout à fait spécifique, permet de le séparer d'avec la plupart des liquides auxquels il peut être mélangé : c'est son union avec les acides forts et concentrés, tels que l'acide sulfurique. Quoique le composé formé (probable-

ment oxonien) reste hypothétique puisqu'il n'a pas encore été isolé, j'ai pu établir que la réaction génératrice de ce corps était réversible, mais qu'elle tendait à être complète lorsque le mélange comporte un fort excès d'acide. Ce fait a été démontré en étudiant le partage de l'éther entre l'acide et un solvant non miscible à ce dernier, par la très grande variation du coefficient de partage : celui-ci semble dépasser toute limite lorsque la quantité d'éther réparti entre les deux phases tend vers zéro [1]. C'est sur cette propriété que l'on peut baser un procédé de dosage applicable dans de nombreux cas.

I. *Dosage de l'oxyde d'éthyle dissous dans un liquide non miscible à l'acide sulfurique.* — On épuise par cet acide concentré la solution éthérée. S'il y a peu d'éther par rapport à l'acide sulfurique employé, le coefficient de partage est extrêmement grand et l'épuisement peut se réduire à une seule opération (agitation et décantation). On est ramené alors au cas d'un mélange binaire, éther-acide. La méthode n'est applicable en principe que si les autres substances mélangées à l'éther sont insolubles dans l'acide; toutefois lorsque leur présence dans ce liquide ne modifie pas la propriété physicochimique qui servira au dosage, celui-ci reste correct. Ce fait se présente, par exemple, si, évaluant la concentration du mélange éthéro-sulfurique par des mesures de densité (procédé que j'employais), on doit analyser des mélanges d'éther avec des solvants lourds, ayant une densité voisine de celle de l'acide sulfurique.

Mes essais de contrôle ont porté plus particulièrement sur les mélanges d'éther avec du tri ou du tétrachloréthylène. On employait de l'acide sulfurique pur à 66°B. contenant 93,9 % d'acide $SO^4H^2$. Une seule opération suffisait pour enlever à 1 ou 2 % près l'éther contenu dans le solvant, à condition de ne pas rassembler dans $10^g$ d'acide plus de $0^g,3$ d'éther. Les résultats sont moins satisfaisants si l'éther est mélangé avec de l'hexane et plus encore avec le benzène car ces carbures, surtout à la faveur d'un peu d'éther, se dissolvent légèrement dans l'acide, ce qui modifie sensiblement sa densité. Il est cependant possible de corriger les résultats par un essai témoin pour tenir compte de cette cause de perturbation.

II. *Dosage de l'éther dans un liquide miscible à l'acide sulfurique.* — 1° Soit à doser de l'éther dissous dans l'eau. On épuise la solution avec un solvant convenable, non miscible à l'eau et à l'acide et, de préférence, lourd, par exemple le tétrachloréthylène; on est ainsi ramené au cas précédent. Il faut remarquer que cette fois on doit réaliser un véritable épuisement car le coefficient de partage entre l'eau et le solvant chloré n'a pas la valeur énorme qu'il possède dans le cas de l'acide et de ce même solvant. Dans mes expériences j'obtenais une précision de 2 à 3 % par une dizaine d'opérations rapidement exécutées, suivies d'un seul traitement à l'acide; celui-ci était réalisé sur le liquide obtenu en réunissant les portions de solvant ayant servi à faire les épuisements successifs.

---

(1) *Société Chimique de France*, section de Marseille, séance du 12 avril 1943.

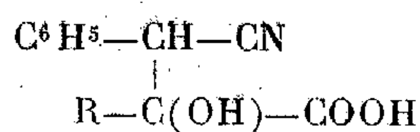
Avec le trichloréthylène une petite difficulté se présente, facile à lever. Ce liquide dissout un peu d'eau qui passe ensuite dans l'acide. Aussi est-il utile de faire parallèlement une expérience à blanc (même volume total de $C^2HCl^3$, agité d'abord avec de l'eau, puis avec le même volume d'acide) qui permet de voir de combien est ainsi diminuée la densité de l'acide. Cette diminution est d'ailleurs très faible car on sait que les mélanges hydrosulfuriques présentent, pour 97,5 %, un maximum de densité : il serait même tout à fait rationnel de remplacer l'acide à 66°B. par ce dernier acide, et mieux encore un acide légèrement plus concentré, pour rendre tout à fait négligeable la correction dont il s'agit (²).

2° Soit à doser de l'éther souillé d'alcool et d'eau. On commence par étendre avec beaucoup d'eau le liquide éthéré, par exemple en lui ajoutant 100 fois son volume d'eau. On est alors ramené au cas précédent. Les résultats gardent leur précision si l'alcool n'est pas en grand excès par rapport à l'éther.

Il est vraisemblable que ce procédé de dosage pourra être généralisé aux autres éthers-oxydes.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la condensation de l'acide pyruvique avec le cyanure de benzyle.* Note (¹) de M. **Jean Schreiber.**

M. P. Cordier a montré que certains acides α-cétoniques aromatiques se condensent aisément en milieu alcalin avec le cyanure de benzyle pour donner naissance à des semi-nitriles acides alcools de structure générale



$$\begin{array}{l}C^6H^5\text{—CH—CN}\\ \quad\quad\quad\;\; |\\ \quad\;\; \text{R—C(OH)—COOH}\end{array}$$

l'étude a porté sur les acides phényl- (²) et benzyl- (³) pyruviques et, en collaboration avec M. J. Moreau, sur l'acide phénylglyoxylique (⁴).

Nous nous sommes proposé d'examiner le comportement du premier acide α-cétonique, c'est-à-dire de l'acide pyruvique.

I. Une étude systématique nous a permis de constater et de préciser les faits suivants : la condensation du cyanure de benzyle avec l'acide pyruvique s'effectue dans de bonnes conditions lorsque l'on met en présence deux molé-

---

(²) D'après Pickering la densité de l'acide qui est de 1,8440 à 15°, pour les teneurs de 96,98 et 98,08%, passe par un maximum de 1,8442 pour 97,5 % : on peut donc dire qu'entre ces limites, à 1/10000 près, la densité reste constante et égale à 1,8441.

(¹) Séance du 4 octobre 1943.

(²) *Comptes rendus*, **200**, 1936, p. 1412.

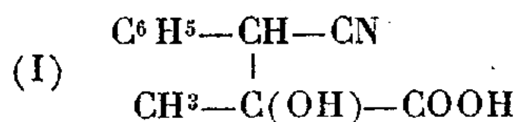
(³) *Ibid.*, **197**, 1933, p. 1427.

(⁴) *Ibid.*, **214**, 1942, p. 621.

cules de cyanure de benzyle et une molécule d'acide pyruvique en milieu hydro-alcoolique et en présence de potasse (concentration en alcali libre, 3 %), le mélange étant maintenu 24 heures à la glacière ($t = +2°$ environ). L'alcool étant chassé par distillation en milieu neutre, on acidifie par l'acide chlorhydrique et on épuise le mélange avec de l'éther; la solution éthérée décantée est traitée par une solution de carbonate de potassium de façon à isoler les composés acides. Après acidification de la liqueur alcaline on traite par l'éther, on sèche avec du sulfate de soude et l'on distille. Le résidu cristallise au bout de 24 heures, on le lave avec du benzène à froid et on l'isole par filtration.

Le rendement en produit obtenu est de 35g pour 30g d'acide pyruvique, ce qui correspond à 55 % environ.

Le composé isolé est bien le semi-nitrile phényl-méthylmalique (I)




Il fond à 128°-130° avec décomposition. Son poids moléculaire déterminé par acidimétrie correspond à la formule (I) : P. M. trouvé 204,6; théorie 205; teneur en azote déterminée par la méthode de Kjeldahl 6,6 % ; théorie 6,83.

Il est très soluble dans l'alcool, peu dans l'eau mais précipite lentement de ses solutions aqueuses. Comme les composés similaires précédemment étudiés, il est peu stable en milieu alcalin et se décompose lentement à froid, rapidement à chaud ou en milieu concentré en régénérant le cyanure de benzyle et l'acide pyruvique.

Lorsqu'on emploie le carbonate de potassium comme agent de condensation le rendement est très abaissé : 3 à 4 % ; l'emploi de la pipéridine permet d'obtenir un rendement de 35 à 40 %.

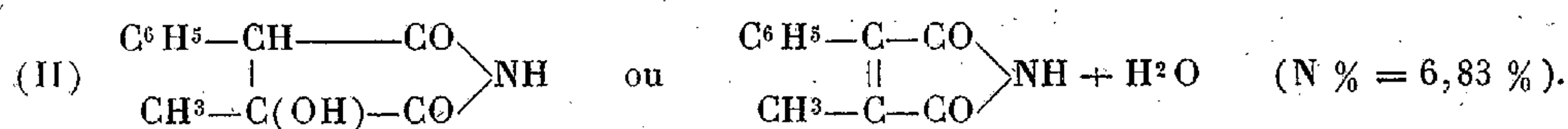
II. Alors que, sous l'action de l'acide chlorhydrique en milieu acétique à chaud, les semi-nitriles antérieurement obtenus se transforment en anhydrides maléiques disubstitués correspondants, le composé (I) se comporte différemment; on obtient dans les mêmes conditions un mélange azoté dont nous avons séparé, par cristallisations fractionnées dans l'alcool, deux corps :

*a*. Le premier est un composé non azoté F 94°,5 qui est l'anhydride phényl-méthylmaléique; comme tous les anhydrides maléiques disubstitués, ce corps est très stable, l'acide correspondant ne peut être isolé et retourne à la forme anhydride; il est très soluble dans le benzène, l'éther, l'alcool, le chloroforme et l'acétone; il se dissout dans l'eau bouillante et cristallise à froid. Par réduction au moyen de l'amalgame de sodium nous avons obtenu un composé répondant à la structure des acides phénylméthylsucciniques.

*b*. Le second corps contient de l'azote, il fond à 171°,5; il est faiblement acide, soluble dans les solutions diluées de soude ou de potasse, insoluble dans les solutions de carbonates; à chaud, sous l'action des alcalis, il se décompose avec libération d'ammoniaque, et la solution alcaline précipite à froid par

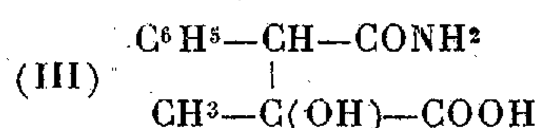
l'acide chlorhydrique en abandonnant l'anhydride phénylméthylmaléique. La teneur en azote déterminée par la méthode de Kjeldahl est de 6,8 %.

Le comportement de ce composé et sa teneur en azote nous incitent à lui attribuer une structure imidée répondant à l'une des deux formules suivantes :



Nous en poursuivons l'étude.

III. Sous l'action de l'acide sulfurique concentré à froid (— 12°), le seminitrile (I) se dissout en même temps qu'il y a un léger dégagement gazeux dû à la formation d'oxyde de carbone. Après 4 heures de contact, le mélange traité par l'eau abandonne, au bout de 24 heures, un composé cristallisé; $50^g$ de nitrile donnent $43^g$ de produit isolé. Le corps obtenu est l'amide acide alcool (III)



F 220° avec décomposition : P. M. trouvé 224,7; théorie 223; N % (Kjeldahl) trouvé 6,4 %; théorie 6,3; sous l'action des alcalis à chaud, il se décompose en donnant de l'ammoniaque, de l'acide pyruvique et de l'acide phénylacétique. L'hydrolyse en milieu acétique par l'acide chlorhydrique donne un composé identique à celui qu'on obtient à partir du nitrile (I); le corps amidé (III) est donc un terme intermédiaire entre le nitrile (I) et le composé imidé (II).

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Une interprétation simultanée des séismes profonds et des bandes d'anomalies de la pesanteur.* Note de M. **Jean Coulomb**, présentée par M. Charles Maurain.

I. Les séismes profonds (de 50 à $700^{km}$) se rencontrent sur les côtes du Pacifique bordées de fossés [1]. On trouve leurs foyers à diverses profondeurs sur une sorte de talus qui s'enfonce sous les continents avec une pente supérieure à 45°. Koning [2] a étudié le premier mouvement d'un séisme particulier; les résultats sont compatibles avec une rupture suivant le plan du talus; la partie située au-dessous tendrait à s'élever par rapport à l'autre.

Jeffreys [3] voit dans les séismes profonds un effet de la contraction thermique. Celle-ci se traduit par une compression horizontale (cause des plissements) jusqu'à la profondeur où le refroidissement est actuellement maximum (vers $100^{km}$), puis par une extension horizontale jusqu'à la profondeur où le

(1) Voir Gutenberg et Richter, *Bull. of the Geological Society of America*, 49, 1937, pp. 249-288; 50, 1939, pp. 1511-1528.

(2) *Gerl. Beiträge zur Geophysik*, Bd 58, 1941, p. 159; *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.*, 45, 1942, pp. 636-642.

(3) *Ergebnisse der kosmichen Physik*, 3 (*Supplément aux Gerl. Beiträge zur Geophysik*), *Akad. Verlagsgesellschaft*, Leipzig, 1938, p. 100.

refroidissement est actuellement négligeable (vers 700$^{km}$). Cette extension causerait les fractures sources des séismes profonds. La mise sous tension implique une matière solide (présentant une résistance de seuil), ce qui conduit Jeffreys à abandonner l'isostasie classique. La disposition en talus reste inexpliquée.

II. Trois bandes de grandes anomalies négatives encadrées d'anomalies positives plus faibles ont été découvertes depuis que Vening-Meinesz a commencé ses mesures de pesanteur en sous-marin : aux îles de la Sonde, au Japon, aux Antilles, toutes trois voisines de fossés océaniques et de séismes profonds (à vrai dire exceptionnels dans le dernier cas). On a rapproché de ces bandes les anomalies de la plaine indo-gangétique, associées peut-être aux séismes profonds de l'Hindou-Kouch et de Birmanie.

La théorie la plus satisfaisante pour les bandes d'anomalies est celle de Vening-Meinesz, dite du *pli-racine* ([4]) : une compression horizontale plisserait la croûte vers le bas. L'enfoncement de cette croûte légère dans un magma presque fluide, accompagné par un faible soulèvement des régions antérieure et postérieure causerait les anomalies. Vening-Meinesz y voit l'origine générale des géosynclinaux; l'isostasie entraînerait ultérieurement la surrection des chaînes. Les objections sont l'énormité de la compression nécessaire et la gêne qu'apporterait le magma à sa transmission. Un autre phénomène doit provoquer la formation du pli-racine. Griggs ([5]) entre autres attribue ce rôle à des courants de convection; mais leur forme et même leur origine restent obscures.

III. Voici une synthèse possible pour les théories de Jeffreys et de Vening-Meinesz : si l'on suppose que la matière comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de kilomètres de profondeur est cristallisée, avec des propriétés plastiques rappelant celles de l'acier doux, la tension doit entraîner d'une part la formation de *plans de glissement* qui seraient les talus et où la déformation serait assez rapide pour causer des ruptures, d'autre part une *striction* de la partie externe qui formerait l'amorce cherchée pour le géosynclinal. La position relative des talus et des bandes d'anomalie, la pente des talus, le sens du mouvement sont corrects. Une vérification quantitative paraît difficile faute de données physiques. Il serait bon d'élucider d'abord deux questions que posent déjà séparément les théories de Jeffreys et de Vening-Meinesz : la localisation des glissements, qui dépend de la présence antérieure des continents; la répercussion du pli-racine sur les couches superficielles, avec ou sans appel à l'isostasie. En fait, les séismes profonds ou les bandes d'anomalies ne suivent que d'assez loin le tracé des chaînes visibles ou des fossés océaniques; des accidents de la taille de l'Australie ont sur eux peu d'influence. Si le fond commande la surface, la subordination est complexe.

([4]) *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.*, 43, 1940, pp. 278-293.
([5]) *Am. Journ. of Science*, 237, 1939, pp. 611-650.

CHIMIE PHYSIQUE BIOLOGIQUE — *De la formation d'une deuxième plaque neurale et des phénomènes d'induction provoqués par l'injection dans le blastocœle de substances tensio-actives hydrosolubles.* Note de M. **René Moricard**, M^lle^ **S. Gothié** et M. **A. Delmas**, présentée par M. Maurice Caullery.

En raison de certains travaux antérieurs (1), nous avons été conduits à rechercher les corrélations pouvant unir certaines substances tensio-actives et l'organogenèse.

1° *Chute de tension superficielle et éclatement de l'œuf de Batraciens.* — Si l'on enlève complètement la gangue de l'œuf de certains Batraciens au stade de morula ou de formation du blastopore, l'œuf peut être conservé quelque temps dans l'eau (*Amblystoma tigrinum, Triton tæniatus, Discoglosus pictus*). Si l'on amène un œuf complètement débarrassé de sa gangue au contact de la surface de l'eau, il éclate et les cellules constituantes se dispersent subitement sur la surface. En se basant sur les travaux de Devaux (2), on peut admettre que cette dispersion est liée à l'étalement d'une substance tensio-active. On porte un œuf dégangué d'*Amblystoma* dans $5^{cm^3}$ d'eau, dans un verre de montre de $40^{mm}$ de diamètre. On provoque l'éclatement de l'œuf et, une minute après, on mesure la chute de tension superficielle, qui est de 10 à 20 dynes-cm; après 24 heures la chute de tension est de 20 à 24 dynes-cm. (tensiomètre Lecomte du Nouy). Il existe donc dans l'œuf une substance fortement tensio-active très facilement libérable.

2° *Injection de substances tensio-actives hydrosolubles dans le blastocœle; induction nerveuse secondaire dans les œufs d'Amblystoma tigrinum.* — L'un de nous (3) a décrit une technique de micro-injection quantitative. On a injecté diverses substances dans le blastocœle, des volumes de l'ordre de $10^{-2}$ $mm^3$, dans des œufs ayant une lèvre blastoporale bien formée et un blastopore non fermé. On a injecté 70 œufs.

*a. L'oléate de soude en solution aqueuse à* 10 %, *dans* 11 *cas sur* 24, *a déterminé la formation d'un blastopore secondaire avec, dans* 6 *cas, la formation évidente d'une deuxième plaque neurale;* dans 4 cas, l'induction provoquée paraît complexe et sera l'objet d'études histologiques. *b. Le cholanate de soude* [acide cholanique (4) en solution saturée dans la soude à N/50] a pu provoquer tardivement, dans un œuf, une induction très nette, caractérisée par la formation de deux saillies pigmentées de l'ectoderme, localisées à la région

(1) R. Moricard et S. Gothié, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 1185 et 1190, *Annales d'Endocr.*, 4, 1943, p. 128 et 130.

(2) *Bull. Soc. Bot. de Fr.*, 4, 1918, p. 88, *Phénomènes de mouillabilité.* Paris, 1942.

(3) R. Moricard. *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 667.

(4) L'un de nous s'est déjà préoccupé de l'action de l'acide cholanique sur l'ovocyte de Souris lors de la maturation. (Moricard et de Fonbrune. *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 999, *Arch. Anat. Micr.*, 33, 1937, p. 124).

ventrale et s'accompagnant d'une modification du développement de la moelle dorsale dans la région rétro-bulbaire. *c. La saponine* à la dilution de 1/2000 a formé dans un œuf deux saillies rosâtres dans la région ventrale, mais celles-ci ont régressé lors du développement.

3° *Injection de diverses substances hydrosolubles dans le blastocœle; absence d'induction nerveuse secondaire dans des œufs d'Amblystoma tigrinum, de Triton tæniatus, de Discoglosus pictus.* — L'injection de certains colorants à l'état oxydé (bleu de méthylène, rouge neutre, phénosafranine) n'a pas été suivie de phénomènes d'induction nerveuse. Il en est de même, après injection de gonadotrophine sérique ou choriale. Le dipropionate d'œstradiol, le diacétate de diéthylstilbœstrol, le propionate de testostérone, injectés en solution huileuse, se comportent comme des corps étrangers. On peut voir, dans le vitellus, la goutte d'huile injectée; il n'y a pas d'induction médullaire, on a obtenu des résultats relativement comparables après injection d'acide oléique.

*Conclusion.* — A certaines doses, l'oléate de soude, le cholanate de soude, injectés dans le blastocœle, provoquent des phénomènes d'induction. La propriété tensio-active de ces corps hydrosolubles peut éclairer, de façon nouvelle, certains travaux de Spemann ([5]), d'Holtfreter ([6]), de Waddington et Needham ([7]), de Fischer ([8]) et de Wintrebert ([9]) portant sur les mécanismes d'action de l'organisateur, problème sur l'importance duquel Caullery ([10]) et Dalcq ([11]) ont récemment insisté.

BIOCHIMIE ET PATHOLOGIE. — *L'équilibre protéinique en fonction des processus pathologiques.* Note ([1]) de M. **Maurice Piettre**, présentée par M. Charles Achard.

De très nombreuses recherches analytiques, à l'aide de la méthode à l'acétone aux basses températures, sur les immunsérums, et les sérums pathologiques de l'homme et des animaux, ont permis de dégager une conclusion générale, à savoir que tout état pathologique se signale par des modifications physicochimiques et chimiques plus ou moins importantes du sérum sanguin et des humeurs qui en dérivent.

---

([5]) *Naturwiss.*, **12**, 1927, p. 1092; *Eine Théorie der Entwicklung*, Berlin, 1936.
([6]) *Roux-Arch.*, **127**, 1933, p. 619; **128**, 1933, p. 585.
([7]) *Nature*, **132**, 1933, p. 239; 16ᵉ *Physiol. Kongress (Zurich) Bericht*, *II*, 1938, p. 340; *Ann. Rev. of Physiology*, 1939, p. 63.
([8]) *Naturwiss.*, **21**, 1933, p. 518.
([9]) *Comptes rendus*, **200**, 1935, p. 1362; *Titres et Travaux scientifiques*, Paris, 1935.
([10]) *Progrès récents de l'Embryologie expérimentale*, Paris, 1939.
([11]) *L'œuf, son dynamisme organisateur*, Paris, 1941.

([1]) Séance du 4 octobre 1943.

Parmi les modifications de composition chimique [1] dans les sérums pathologiques, la plus intéressante est certainement la constante *élévation de la teneur en myxoprotéine*, témoin du trouble profond des réactions organiques et qui s'accompagne toujours d'une *peptisation* plus ou moins importante de la protéine hydrophobe, la sérumglobuline.

La présente Note est consacrée à l'étude de deux maladies contagieuses des animaux domestiques, la fièvre aphteuse et l'anaplasmose.

1. Les sérums *aphteux* nous ont été fournis par M. Raymond Moussu, prélevés, d'une part, sur une génisse à qui avait été inoculée la fièvre aphteuse dans son service et, d'autre part, sur des Bovidés infectés, exposés au marché de la Villette.

Sur l'animal en expérience, trois prélèvements avaient été faits : I. au moment de l'inoculation; II. au sommet de la courbe thermique ($t = 40°,8$); III. après la guérison (12 jours). Voici les résultats analytiques

| | Composition % | | |
|---|---|---|---|
| | I. | II. | III. |
| Extrait sec | 8,46 | 8,82 | 8,76 |
| Sérumglobuline | 2,47 | 2,18 | 1,99 |
| Myxoprotéine, 1re fraction | 1,35 | 1,9 | 1,71 |
| » 2e » | 0,3 | 0,6 | 0,13 |
| Sérumalbumine | 3,25 | 3,1 | 3,36 |
| Lipides | 0,38 | 0,41 | 0,43 |
| Chlorures (exprimés en NaCl) | 0,57 | 0,57 | 0,59 |

Les deux prélèvements de la Villette avaient été faits sur deux sujets en pleine évolution de la maladie, IV ($t = 41°$), V ($t = 41°,5$)

| | Composition % | |
|---|---|---|
| | IV. | V. |
| Extrait sec | 8,87 | 8,65 |
| Sérumglobuline | 2,1 | 1,95 |
| Myxoprotéine, 1re fraction | 1,83 | 1,79 |
| » 2e » | 0,25 | 0,37 |
| Sérumalbumine | 3,43 | 3,41 |
| Lipides | 0,40 | 0,39 |
| Chlorures | 0,6 | 0,57 |

Une rapide comparaison des résultats montre qu'il n'existe qu'une différence à peine marquée entre l'état normal et les différentes périodes d'évolution. D'après les recherches antérieures, on est amené à conclure qu'ici les organes profonds ne prennent qu'une part très faible au processus pathologique, même dans les cas particulièrement graves. La fièvre aphteuse pourrait donc être considérée comme une *maladie de surface*. Et si cette notion était confirmée par des recherches plus nombreuses, il y aurait intérêt à étudier,

(1) MAURICE PIETTRE, *Biochimie des protéines*, Paris, 1937.

dans cet ordre d'idées, les maladies contagieuses à manifestations périphériques chez l'enfant. Ajoutons que M. Raymond Moussu avait commencé l'étude de la spécificité des protéines isolées et constaté que si globuline et myxoprotéine étaient inactives, la *sérumalbumine* retardait de 12 à 24 heures les premières manifestations aphteuses sur les cobayes par comparaison avec les sujets témoins.

2. L'*Anaplasmose* (*anaplasma marginale*) n'a pu être étudiée, en raison de la guerre, que sur trois sérums préparés par M^lle^ Cordier, à l'Institut Arloing, à Tunis : sérum VI prélevé sur un bovidé en incubation, VII sur un second sujet en pleine crise fébrile ($t = 41^\circ{,}2$), VIII. sur un troisième en période de convalescence (sérum coloré en jaune orangé). Ces sérums additionnés de toluène, envoyés en avion, ont été conservés jusqu'aujourd'hui à l'état solide par dessiccation dans le vide sulfurique.

| | Composition % | | |
|---|---|---|---|
| | VI. | VII. | VIII. |
| Extrait sec | 8,34 | 8,96 | 10,3 |
| Sérumglobuline | 2,49 | 2,75 | 1,71 |
| Myxoprotéine, 1^re^ fraction | 1,37 | 1,58 | 3,39 |
| » 2^e^ » | 0,05 | 0,17 | 0,73 |
| Sérumalbumine | 3,33 | 3,29 | 3,16 |
| Lipides | 0,37 | 0,32 | 0,47 |
| Chlorures | 0,56 | 0,567 | 0,59 |

Très voisine de la normale dans les deux premiers échantillons, la composition est différente dans le troisième. En particulier, une importante fraction de la globuline a floculé avec la myxoprotéine de tête et s'est trouvée mélangée de protéines mal définies provenant vraisemblablement de la désintégration des stromas globulaires lysés ou désorganisés sous l'influence des corpuscules parasitaires. Toute séparation a été impossible. La présence de pigments biliaires a été nettement constatée par notre technique déjà décrite (*Biochimie des protéines*, p. 313).

*Conclusion.* — Ces premières recherches établissent que chaque sérum exige une étude à part aussi bien de sa composition chimique que de ses propriétés physico-chimiques, et cela à toutes les étapes du processus pathologique envisagé. En Pathologie humaine et vétérinaire, l'Hématologie cytologique doit être désormais complétée par l'Hématologie humorale, comme l'a si bien démontré le professeur Ch. Achard ([2]).

A 16^h^ l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16^h^ 30^m^.

A. Lx.

([2]) *Biologie médicale*, 26, n° 4, 1936.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 18 OCTOBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale que, la séance anniversaire de l'Institut ayant lieu le lundi 25 octobre, l'Académie des Sciences tiendra sa prochaine séance hebdomadaire le mardi 26.

## COMMISSIONS.

Par la majorité des suffrages, MM. **Charles Fabry**, **Élie Cartan** pour la Division des Sciences mathématiques; **Maurice Caullery**, **Charles Jacob** pour la Division des Siences physiques; **Lucien Cuénot**, **Charles Camichel** pour la Section des Membres non résidants, sont élus Membres de la Commission qui, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, dressera une liste de candidats à la place de Membre non résidant vacante par le décès de M. *Pierre Weiss*.

## CORRESPONDANCE.

MÉCANIQUE. — *Sur les équilibres limites plans des milieux hétérogènes.* Note de M. **André Charrueau**, présentée par M. Henri Villat.

1. Le milieu est supposé *isotrope* et *hétérogène*. Soient $Ox$ et $Oy$ deux axes rectangulaires. Nous avons

$$(1)\qquad \frac{\partial N_x}{\partial x}+\frac{\partial T_{xy}}{\partial y}=X,\qquad \frac{\partial T_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial N_y}{\partial y}=Y,$$

$$(2)\qquad \Phi(N_x, N_y, T_{xy}, x, y)\equiv(N_x-N_y)^2+4T_{xy}^2-4a^2=0.$$

Les notations $N_x$, $N_y$, $T_{xy}$ ont le sens habituel; X et Y sont les composantes de la force massique; $a$, rayon de la circonférence de Mohr, de centre $[m=(N_x+N_y)/2,\ 0]$, est, par hypothèse, une fonction de $m$, $x$, et $y$, qui est donnée.

Soient en outre $\theta$ l'angle que la droite suivant laquelle s'exerce la plus grande contrainte principale fait avec la droite des $x$ ($0\leqq\theta\leqq\pi$), et $(\nu, \tau)$ le point

de contact, situé dans le demi-plan $\tau > 0$, de la courbe intrinsèque et de la circonférence de Mohr relatives au point considéré. Posons $N_x - \nu = \xi$, $N_y - \nu = \eta$. Nous avons

$$(3) \qquad \frac{\partial \Phi}{\partial N_x} = -4\eta, \qquad \frac{\partial \Phi}{\partial N_y} = -4\xi, \qquad \frac{\partial \Phi}{\partial T_{xy}} = 8 T_{xy}.$$

Pour calculer les trois dérivées partielles précédentes, il faut regarder $N_x$, $N_y$, $T_{xy}$, $x$ et $y$ comme des variables indépendantes.

Dans une Note récente ([1]) concernant les milieux homogènes, nous avons étudié une question relative aux *transformations ponctuelles* et montré que ce problème présente une grande analogie avec celui de l'équilibre limite plan desdits milieux dans le cas général où $D(N_x, T_{xy})/D(x, y) \not\equiv 0$. Nous allons voir qu'il en est de même lorsqu'il s'agit des milieux *hétérogènes* considérés ici.

En effet, regardons $N_y$ comme une des fonctions de $N_x$; $T_{xy}$, $x$ et $y$ définies par (2) et posons

$$(4) \qquad \begin{cases} \lambda_1 + \lambda_2 = \dfrac{\partial N_y(N_x, T_{xy}, x, y)}{\partial T_{xy}}, \qquad \lambda_1 \lambda_2 = -\dfrac{\partial N_y(N_x, T_{xy}, x, y)}{\partial N_x}, \\ B = \dfrac{\partial N_y(N_x, T_{xy}, x, y)}{\partial y}. \end{cases}$$

Pour calculer les trois dérivées partielles figurant dans (4), il faut regarder $N_x$, $T_{xy}$, $x$ et $y$ comme des variables indépendantes; $\lambda_1$, $\lambda_2$ et B sont des fonctions de $N_x$, $T_{xy}$, $x$ et $y$ qu'on obtient facilement. On a, compte tenu de (3),

$$(5) \qquad \lambda_1 + \lambda_2 = \frac{2 T_{xy}}{\xi}, \qquad \lambda_1 \lambda_2 = \frac{\eta}{\xi}, \qquad B = -\frac{2a}{\xi}\frac{\partial a(m, x, y)}{\partial y},$$

$\lambda_1$ et $\lambda_2$ sont les coefficients angulaires des directions de glissement. Pour calculer $\partial a(m, x, y)/\partial y$, il faut regarder $m$, $x$ et $y$ comme des variables indépendantes. Et l'on peut remplacer les équations (1) par un système *identique* au système (4) de la Note précitée dans lequel on fait $\mathfrak{X} = N_x$, $\mathfrak{Y} = T_{xy}$, $m_1 = \mu_2 = \lambda_2$, $m_2 = \mu_1 = \lambda_1$, $A_1 = Y - \lambda_1 X - B$, $A_2 = Y - \lambda_2 X - B$.

2. Un équilibre rentrant dans le cas particulier où $D(N_x, T_{xy})/D(x, y) \equiv 0$ peut présenter de l'intérêt au point de vue *pratique*. Soient $Ox'$ et $Oy'$ deux axes rectangulaires et $\alpha$ l'angle $(Ox, Ox')$. Nous supposons ici que $a$ est une fonction de $m$ et de $y'$ et que X, Y et, par suite, $X' = X\cos\alpha + Y\sin\alpha$ et $Y' = -X\sin\alpha + Y\cos\alpha$ sont des fonctions de $y'$ seul. Les équations (1), écrites pour les axes $Ox'$, $Oy'$, sont satisfaites par

$$(6) \qquad N_{y'} = \int_0^{y'} Y'\,dy' + \text{const.}, \qquad T_{x'y'} = \int_0^{y'} X'\,dy' + \text{const.},$$

si $N_{x'}$ est, comme $N_{y'}$ et $T_{x'y'}$, indépendant de $x'$. $N_{x'}$ sera l'une des fonctions de $y'$ qui, compte tenu de (6), satisfont à l'équation (2) écrite pour les axes $Ox'$,

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 311.

$Oy'$. $\theta$, également, est une fonction de $y'$ seul. Pour tout point, P, du milieu hétérogène en équilibre, le point $(N_{y'}, T_{x'y'})$ du plan des $\nu$, $\tau$ doit être situé à l'intérieur de la courbe intrinsèque relative à P. Lorsque la force massique se réduit à l'action de la *pesanteur*, si l'axe $Oy$ est vertical et ascendant, on a $X = 0$, $Y = -\varpi$ ($\varpi$, poids spécifique, fonction de $y'$) et, dans le plan des $\nu$, $\tau$, les points $(N_x, T_{xy})$ et les points $(N_{y'}, T_{x'y'})$ sont tous situés sur une *même droite* faisant un angle égal à $\alpha$ avec la droite portant l'axe des $\nu$.

ÉLASTICITÉ. — *Sur l'instabilité d'une tige par torsion avec ou sans effort longitudinal.* Note de M. **Jean Mandel**, présentée par M. Albert Caquot.

Une tige ou un fil rectiligne, soumis à un couple de torsion croissant abandonnent à un certain moment la forme rectiligne pour prendre celle d'une courbe gauche d'allure hélicoïdale. Pour un fil de section circulaire constante, une formule due à Greenhill donne la valeur critique du couple à partir de laquelle la forme rectiligne cesse d'être stable. Nous avons en vue deux généralisations de cette formule.

A. Nous supposons toujours que l'ellipse centrale d'inertie d'une section droite est un cercle; mais le *moment d'inertie* I d'une section par rapport à un axe central est *fonction de l'abscisse curviligne s* de cette section. La tige gauchie prend alors la forme d'une hélice H tracée sur un cylindre dont la section droite dépend de la fonction $I(s)$. Le couple à partir duquel la forme rectiligne devient instable est, lorsque la tige est symétrique par rapport à son milieu

$$C = n\frac{\pi E}{\displaystyle\int_{\mathrm{B}} \frac{ds}{I(s)}}.$$

E, module d'Young.

$n = 1$ pour les liaisons suivantes : une des extrémités A est fixe; la tangente en A peut tourner librement autour d'un axe qui lui est perpendiculaire; l'autre extrémité B est libre (ou simplement astreinte à rester dans un plan fixe contenant l'axe précédent); la tangente en B peut recevoir toutes les orientations.

$n = 2$ si, en plus des liaisons précédentes, B est astreint à rester sur une perpendiculaire en A à l'axe d'articulation.

B. Les liaisons étant les mêmes que dans le cas précédent et l'inertie $I(s)$ étant constante, supposons qu'*outre le couple de torsion* soit appliquée à l'extrémité B une force $\Phi$ produisant *un effort longitudinal* ($\Phi > 0$ pour une compression) : Soit $Ox$ la perpendiculaire menée par B à l'axe d'articulation de A rencontrant cet axe (le couple C et la force $\Phi$ restent constamment parallèles à $Ox$); soient $r$, $\theta$, $x$ les coordonnées semi-polaires dans l'espace. La tige se gauchit suivant une courbe définie par les équations

$$r = A\sin kx + B\cos kx,$$
$$\theta = \frac{L}{2EI}x + \text{const.}$$

avec

$$k^2 = \left(\frac{C}{2EI}\right)^2 + \frac{\Phi}{EI}.$$

On en déduit que la forme rectiligne cesse d'être stable lorsque

$$\left(\frac{C}{2EI}\right)^2 + \frac{\Phi}{EI} = n^2\frac{\pi^2}{4L^2},$$

L, longueur de la tige.
$n = 1$ ou 2 dans les mêmes conditions qu'au paragraphe A.

Cette formule renferme comme cas particuliers celle d'Euler (flambage, $C=0$) et celle de Greenhill ($\Phi = 0$).

MÉCANIQUE INDUSTRIELLE. — *Sur un système de transformation de mouvement alternatif en mouvement circulaire applicable aux machines motrices.* Note de M. **Georges Lehr**, présentée par M. Henri Villat.

A l'occasion d'une Note [1] présentée à l'Académie, il est rappelé que, dans les machines motrices et notamment dans les moteurs à combustion interne, l'emploi de cames et de galets pour transformer le mouvement alternatif du piston en mouvement circulaire a déjà fait l'objet de nombreuses études. On trouvera un historique sommaire de la question dans un Mémoire [2] publié il y a 17 ans. Le principe du mécanisme faisant l'objet de la Note visée y est explicitement indiqué. L'auteur, actuellement prisonnier de guerre, ne pouvait évidemment disposer de la bibliographie du sujet, ni songer à effectuer les expériences qu'il jugeait lui-même utiles à ce propos. Il n'est donc sans doute pas sans intérêt de constater ici que toutes les tentatives faites en vue de mettre au point de tels mécanismes pour machines motrices ont, jusqu'ici, abouti à des échecs.

CHALEUR. — *Valeur, à l'extérieur d'un système matériel, de la série de Fourier représentant une distribution initiale de températures à l'intérieur de ce système.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons indiqué [1] que la solution d'un problème de refroidissement d'un système à une dimension pouvait être mis sous une forme plus pratique que la série de Fourier, pourvu que l'on sût *prolonger*, hors des limites du système, la loi de distribution initiale des températures donnée par hypothèse à l'intérieur de ce système. Nous avions montré alors que, contrai-

---

(1) Louis Castel, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 481.
(2) G. Lehr, *Bull. Assoc. technique maritime et aéronautique*, 30, 1926, p. 291.
(1) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 590.

rement à ce qu'on eût pensé, le développement de cette loi en série de Fourier se prêtait très bien au calcul du prolongement, à condition que tous les calculs fussent effectués numériquement.

Cette méthode, qui n'est pas trop pénible, fournit des résultats ordinairement suffisants, malgré leur caractère approximatif; mais elle ne peut se prêter à la discussion *a priori* d'un problème où les données seraient littérales. Le procédé que nous allons indiquer, pour être moins général, semble convenir dans tous les cas importants; et il est rigoureux.

La distribution initiale étant développée, entre les limites $x = 0$ et $x = l$ du système, suivant la série trigonométrique

$$F(x) = \Sigma A_u \cos(ux : l - \varphi_u), \tag{1}$$

on a

$$F(x) = P(x) + Q(x), \tag{2}$$

si l'on pose

$$P(x) = \Sigma A_u \cos\varphi_u \cos(ux : l), \qquad Q(x) = \Sigma A_u \sin\varphi_u \sin(ux : l).$$

Les $u$ sont les racines successives, croissant indéfiniment avec leur rang, d'une équation transcendante qui dépend de la nature du problème et des conditions aux limites. Les limites $x = 0$ et $x = l$ sont celles d'un système homogène, qui peut n'être qu'une partie d'un ensemble complexe soumis au même refroidissement.

Le déphasage $\varphi_u$ serait égal à $u$ si, sur une des faces, non prise pour origine, le flux de chaleur était nul. La méthode de calcul proposée ci-dessous s'applique si $u \operatorname{cotg}\varphi_u$ est donné par une fonction rationnelle de $u^2$ (ce qui semble très habituel).

Elle consiste à *chercher pour* P *et* Q, *au moyen d'équations différentielles dont ces séries sont solutions entre* 0 *et* $l$, *des expressions analytiques en termes finis*, qui puissent être transposées *en dehors* de l'intervalle $(0, l)$.

Or F présente essentiellement des singularités. L'expression analytique cherchée ne pouvant évidemment convenir qu'en l'absence de singularités, il faut donc les déterminer tout d'abord. Comme nous l'avons déjà dit (*loc. cit.*), cette recherche est très facile. $u$ recevant, en fonction du rang $n$, son expression asymptotique $u'$, il y aura singularité pour les valeurs de $x$ donnant à $A_{u'} \cos(u'x : l - \varphi_{u'})$ un signe constant (une certaine dérivée étant alors représentée par une série à termes de même signe, essentiellement divergente). Ce sera souvent les multiples de $2l$, positifs, négatifs et nuls. Cela étant, F n'étant donné *a priori* que dans l'intervalle $(0, l)$, on cherchera donc, d'abord, le prolongement dans l'intervalle $(-l, 0)$, séparé du précédent par la singularité zéro; puis, $x = l$ n'étant pas une valeur singulière (non plus que $x = -l$), la valeur donnée pour F continue à être valable de $l$ à $2l$ (et le prolongement, calculé entre $-l$ et 0, reste valable entre $-2l$ et $-l$); on

calculera, par le même procédé (en prenant une nouvelle origine en $x = 2l$), un prolongement de $2l$ à $3l$, à travers la valeur singulière $x = 2l$ (et, de même, le prolongement de $-2l$ à $-3l$); et ainsi de suite.

Dans l'intervalle (o, $l$), on a d'abord, $\theta$ étant la distribution initiale donnée, la relation

$$P(x) + Q(x) = \theta(x). \tag{3}$$

Admettons, conformément à l'hypothèse (en fait peu restrictive) posée plus haut, et pour fixer les idées, la relation suivante où $a$, $b$, $c$, $d$ désignent des constantes :

$$u(au^2 + b)\cos\varphi_u + (cu^2 + d)\sin\varphi_u = 0. \tag{4}$$

Multipliant les deux membres par $\sin ux:l$, et faisant la somme pour toutes les valeurs de $u$, on obtient, les accents indiquant les dérivations par rapport à $x$, l'équation différentielle

$$aP''' - bP' - cQ' + dQ = 0. \tag{5}$$

En éliminant P entre (3) et (5), on écrit une équation du 3[e] ordre en Q que l'on intégrera complètement si l'on connaît les valeurs initiales $Q(0)$, $Q'(0)$, $Q''(0)$. A cet effet, on exprimera les conditions aux limites à partir des séries trigonométriques P et Q et de leurs dérivées [l'équation (2) ne s'applique pas aux séries P et Q pour $x = 0$]. On distinguera, pour $x = 0$, lorsque les séries sont discontinues, les valeurs des expressions analytiques (P, Q et dérivées), des valeurs prises par les séries. On écrira que les séries en $\sin ux:l$, quand elles sont continues, sont nulles pour $x = 0$, comme les expressions analytiques qu'elles représentent. Il est vraisemblable que l'on écrira ainsi juste le nombre de conditions nécessaires à la définition complète de l'intégrale de l'équation différentielle. Ayant ainsi les expressions explicites en termes finis de $P(x)$ et $Q(x)$, valables entre o et $l$, nous en déduirons les sommes des séries trigonométriques, pour $x$ compris entre $-l$ et o, par les relations évidentes

$$P(x) = P(-x), \quad \text{et} \quad Q(x) = -Q(-x),$$

d'où

$$F(x) = P(-x) - Q(-x).$$

$-x$ étant compris entre o et $l$, le 2[e] membre est connu.

Comme nous l'avons expliqué plus haut, nous avons donc le moyen, dans des cas très étendus, de connaître $F(x)$ entre $-\infty$ et $+\infty$.

Il peut arriver aussi que les séries P et Q soient directement sommables en termes finis (cas de deux disques identiques, d'épaisseurs différentes, de températures initiales uniformes mais différentes, brusquement mis en contact).

OPTIQUE INSTRUMENTALE. — *Sur l'adaptation du microscope polarisant aux mesures photométriques. Réalisation d'un nouvel affaiblisseur.* Note de M. **Laurent Capdecomme**, présentée par M. Charles Mauguin.

Les cristallographes appliquent de plus en plus le microscope polarisant à des mesures photométriques (réflexion-absorption). Un affaiblisseur de flux lumineux, placé dans le tube et capable de compenser, dans des conditions définies, les variations de flux dues aux préparations, simplifierait beaucoup les montages photométriques utilisés jusqu'ici.

*Emploi de l'analyseur.* — L'affaiblisseur tout indiqué serait un analyseur tournant, à champ normal, dont les rotations pourraient être mesurées sur un cercle gradué avec une précision suffisante.

Le coefficient de transmission aurait la forme $T_\alpha = k_a \times k_r \times \cos^2\alpha$, où $k_a$ est un facteur constant dépendant de l'absorption de lumière par le spath, le baume et les verres protégeant l'analyseur; $k_r$ est un facteur constant dû aux réflexions sur les mêmes milieux; $\alpha$ est l'angle de la section principale de l'analyseur et du plan de polarisation des vibrations à affaiblir.

Les affaiblissements varient avec $\alpha$. Les variations peuvent être suivies avec une précision répondant aux besoins photométriques sans mesures angulaires délicates : on calcule aisément que les rotations ont leur maximum d'effet au voisinage de $\alpha = 45°$ et qu'une rotation de $1°/4$ provoque alors des variations inférieures à 1 % du flux maximum transmis. Le facteur $k_r$ est beaucoup plus important que $k_a$; pour un glazebrook protégé par deux lames de verre, ce facteur peut tomber à 75 %.

*Affaiblisseur à lames de verre à faces parallèles.* — Il est malheureusement exceptionnel que les microscopes polarisants possèdent un analyseur tournant. Le spath est trop rare actuellement et le faisceau lumineux est trop large au sommet du tube pour qu'on puisse réaliser des analyseurs tournants auxiliaires susceptibles d'être intercalés entre le tube et l'oculaire photométrique. J'ai été conduit à construire, avec des matériaux faciles à réunir, un affaiblisseur présentant les mêmes avantages photométriques, ne provoquent pas de déformation gênante du faisceau transmis et jouissant, en outre, d'une plus grande clarté.

*Description.* — Deux lames de verre forment un dièdre rigide dont le plan bissecteur est normal à l'axe du microscope. Le système peut tourner de 180° autour de cet axe et les rotations sont lues sur un cercle gradué en demi-degrés. L'angle du dièdre est approximativement le double de l'angle d'incidence brewstérienne pour le verre considéré.

*Propriétés photométriques.* — L'épaisseur et la nature du verre sont choisies de façon que le facteur d'absorption soit négligeable; le facteur de transmission ne dépend ainsi, pratiquement, que des facteurs de réflexion. Il varie entre la valeur 1 quand la section principale du dièdre est parallèle aux

vibrations et la valeur minima $T_m$, lorsque cette section leur est perpendiculaire. Quand les vibrations forment l'angle $\alpha$ avec le *plan d'incidence*, le facteur de transmission prend la forme $T_\alpha = \cos^2\alpha + T_m \sin^2\alpha$.

On calcule (formules de Fresnel) que $T_m$ est très voisin de $(\sin 2I)^8$. Ainsi, $T_\alpha$ varierait de 1 à 0,527 pour un verre d'indice $n = 1,5$ et de 1 à 0,481 pour un verre d'indice $n = 1,6$. Si ces intervalles sont jugés insuffisants, rien n'empêche d'utiliser plusieurs couples de lames : avec quatre lames, $T_\alpha$ varierait de 1 à 0,278 pour $n = 1,5$ et de 1 à 0,231 pour $n = 1,6$.

L'intervalle de ces variations est plus petit qu'avec l'analyseur et la finesse d'affaiblissement est accrue proportionnellement : avec deux lames, une rotation de 1°/2 provoque des variations toujours inférieures à 1 % du flux maximum transmis.

*Étalonnage.* — Il est indispensable de connaître $T_m$. Cette valeur peut être déterminée pour chaque radiation avec toute la précision que permettent les mesures *polarimétriques*; l'affaiblisseur, disposé sur le faisceau polarisé d'un polarimètre, provoque, en effet, des rotations $\omega$ dont la valeur maxima est aisée à calculer : $\operatorname{tang}\omega_M = (1 - \sqrt[4]{T_m})/2\sqrt[4]{T_m}$. On mesure $\omega_M$ et l'on en déduit $T_m$.

On calculera qu'avec deux lames d'indice $n = 1,5$, $\omega_M$ est voisin de 5° et que la valeur de $T_m$ sera connue à 1 % près si $\omega_M$ est mesuré à 4′ près. C'est une précision qu'un analyseur à pénombre permet de dépasser aisément, et cette méthode permet d'utiliser l'aflaiblisseur avec une erreur systématique d'étalonnage bien inférieure aux précisions exigées par les mesures photométriques.

*Action géométrique sur les faisceaux transmis.* — Deux lames d'épaisseur $e$, inclinées dans le même sens, auraient le même effet photométrique que le dièdre, mais elles déformeraient le faisceau par des déplaeements latéraux variant avec les rayons, et lui donneraient une translation d'ensemble moyenne $t = 2e.(n^2 - 1)/n.\sqrt{n^2+1}$.

Avec notre dièdre, le déplacement moyen est nul. Il est pratiquement supprimé pour les rayons des sections principales et réduit à la valeur $t' = 2e.(n^2 - 1).\theta/n^2\sqrt{n^2+1}$, pour les rayons formant le petit angle $\theta$ avec une section principale. Ainsi, au cours de l'affaiblissement, le flux lumineux frappera constamment les mêmes régions des récepteurs photométriques.

PHYSIQUE ATOMIQUE. — *Sur une très courte durée de vie de l'atome de cadmium à l'état excité par la raie* 2288 Å. Note de MM. **Paul Soleillet** et **Jean Ploquin**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'un de nous a montré (1) que l'on pouvait, en tenant compte de la cohérence au moins partielle des vibrations composantes, calculer les courbes de la

(1) P. Soleillet, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 570; *Erratum*, p. 571, ligne 4, remplacer 3/2 par 1 et ligne suivante 59,5 par 90.

polarisation en fonction du champ magnétique de la lumière émise par résonance optique d'une vapeur à basse pression. Les calculs ont été faits en particulier pour la vapeur de cadmium, qui ne comporte, en dehors des isotopes de spin nucléaire nul, que des isotopes de spin nucléaire 1/2, cette vapeur étant excitée par la raie de résonance 2288 Å ($5s^{2\,1}S_0 - 5s^6p\,^1P_1$).

Il a paru intéressant de confronter avec l'expérience les courbes en fonction du champ magnétique des quantités $p_1$ et $p_2$ définies de la façon suivante. $Oxyz$ étant des axes trirectangles, $Ox$ direction du champ électrique de la lumière excitatrice polarisée rectilignement, $Oz$ direction commune du champ magnétique et du faisceau observé, $Ox'$, $Oy'$ directions à 45° des axes $Ox$ et $Oy$, $p_1$ et $p_2$ sont définis par

$$p_1 = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}, \qquad p_2 = \frac{I_{x'} - I_{y'}}{I_{x'} + I_{y'}},$$

où $I_x$, $I_y$, $I_{x'}$, $I_{y'}$ sont les intensités du faisceau observé quand on ne conserve que la composante vibrant suivant $Ox$, $Oy$, $Ox'$, $Oy'$. La quantité $p_1$ peut s'appeler le taux de polarisation du faisceau observé par rapport à la vibration rectiligne suivant $Ox$, $p_2$ étant le taux de polarisation par rapport à la vibration rectiligne suivant $Ox'$.

Les mesures ont été faites en utilisant une méthode photométrique décrite ailleurs ([2]). Un monochromateur à fentes horizontales avec prisme de quartz dont l'arête est parallèle à l'axe optique, sa deuxième lentille étant en silice fondue, a permis d'éclairer le tube contenant la vapeur de cadmium par la radiation 2288 Å polarisée verticalement (direction $Ox$). Ce tube était placé avec ses fours de chauffage suivant l'axe horizontal (direction $Oy$) de deux grosses bobines de tubes à circulation d'eau. Le champ magnétique pouvait atteindre la valeur de 1 000 gauss. Un wollaston convenablement orienté, placé entre deux lentilles, la première en silice fondue ayant pour axe celui des bobines, permettait de former, d'un diaphragme placé contre le tube, deux images sur une plaque photographique correspondant aux intensités de vibration suivant les axes $Ox$ vertical, $Oy$ horizontal ou bien $Ox'$ et $Oy'$ à 45° des précédents. Ces deux plages étaient étudiées photométriquement grâce à une courbe d'étalonnage obtenue par la méthode citée plus haut quand les intensités n'étaient pas trop différentes (taux de polarisation faible). Quand le rapport des intensités était trop grand, on employait un deuxième wollaston à la suite du premier avec un angle de calage connu par rapport à ce dernier. Le rapport des intensités de deux des quatre plages pouvait alors être mesuré avec sûreté et l'on en déduisait le taux de polarisation.

On a obtenu pour $p_1$ et $p_2$ des courbes qui peuvent être représentées grossiè-

---

([2]) P. Soleillet et J. Martelly, *Journal de Physique*, 2, 1941, p. 109.

rement par des formules

$$p_1 = \frac{1}{1+\left(\frac{H}{H_0}\right)^2}, \qquad p_2 = \frac{\left(\frac{H}{H_0}\right)}{1+\left(\frac{H}{H_0}\right)^2}.$$

Ces formules correspondent à ce que prévoit la théorie pour les isotopes de spin nucléaire nul, $H_0$ étant lié à la durée moyenne de vie T par la relation

$$\frac{1}{H_0} = 2\frac{e}{2mc}T = 1,75.10^7 T.$$

Malheureusement les valeurs de $H_0$, qui conviendraient le mieux pour représenter les deux courbes dans la région des champs moyens, ne concordent pas exactement, et c'est seulement pour les champs élevés que l'on peut accepter pour valeur commune la valeur $H_0 = 150$ gauss. T aurait alors la valeur $3,8.10^{-10}$. Cette valeur est très faible par rapport à celle que prévoit la théorie classique pour un électron de dispersion $T' = 2,4.10^{-9}$. Elle en est à peine le sixième.

En tenant compte de la présence des isotopes impairs, la concordance est sensiblement meilleure pour les champs faibles et l'on trouve que la séparation du doublet de structure hyperfine ne peut dépasser 20 $mcm^{-1}$, ce qui est en accord avec les résultats de Heydenburg (³), basés d'ailleurs sur une théorie simplifiée. Mais la valeur de la durée de vie qu'on peut tirer des résultats expérimentaux n'est, à peu près, pas modifiée.

Cette courte durée de vie trouvée ne semble de toutes façons pas due à une perturbation par des atomes étrangers dont les chocs provoqueraient, sous une autre forme, la perte d'énergie des atomes excités, réduisant ainsi leur durée de vie à l'état excité. La résonance de la raie 3261 Å, étudiée dans des conditions identiques, a montré une durée de vie très grande (dépolarisation complète dans un champ de quelques gauss). Il paraît difficile d'imaginer aussi une influence à grand rayon d'action des atomes de cadmium les uns sur les autres, l'énergie devant alors se retrouver sous forme de rayonnement certainement très dépolarisé. Il nous a paru mieux pour l'instant de penser que, dans nos conditions expérimentales (lampe excitatrice à atmosphère gazeuse), la raie excitatrice, renversée déjà dans la source, est creuse et que seules les ailes de la raie provoquent l'excitation de l'atome. Nous nous trouverions dans des conditions intermédiaires entre la résonance et la diffusion. La durée de vie pourrait alors, sans être sensiblement nulle comme dans la diffusion, être notablement plus courte que dans la résonance.

---

(³) *Phys. Rev.*, 43, 1933, p. 640.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les points de transition des cristaux de sulfate de cuivre pentahydraté.* Note de MM. **Edmond Brun** et **Jean Jaffray**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. Plusieurs phénomènes, tels que la solubilité du sulfate de cuivre pentahydraté dans l'eau ([1]), la résistivité des solutions aqueuses saturées ([2]) et celle des solutions non aqueuses ([3]), suggèrent l'existence d'une anomalie dans les propriétés de ce sel vers 55°C.

Par analyse thermique différentielle, Taylor et Klug ([4]) ont mis en évidence six points singuliers. Parmi les trois premiers, l'un est très marqué à 53°,7C., les deux autres, vers 29°C. et 35°C., sont plus atténués; les auteurs les appellent *points de transition*. Les trois autres points (96°,5C., 102°C., 113°C.) correspondent à des déshydratations partielles successives des cristaux.

Nous avons étudié les trois premiers points en vue de préciser leur température et de déterminer la nature de la transformation dont les cristaux de sulfate de cuivre pentahydraté sont alors le siège. La méthode employée est la dilatométrie des cristaux dans le toluène où ils sont insolubles. Le montage utilisé sera décrit ailleurs.

II. Le volume apparent V du mélange étudié (cristaux de sulfate de cuivre-toluène) est une fonction continue, croissante de la température. A aucun moment, il n'y a discontinuité du volume, mais chaque transformation se traduit simplement, sur la courbe $V(t)$, par un point anguleux dont la température est bien déterminée.

Les trois températures de transformation définies par les points anguleux sont

$$28°,90\,C. \pm 0,10; \quad 34°,85\,C. \pm 0,10; \quad 53°,70\,C. \pm 0,10.$$

La brusque discontinuité du coefficient de dilatation cubique $\beta$ des cristaux à chaque température de transformation est, dans les trois cas, une diminution, comme l'indique le tableau suivant :

| $t°$. | $\beta$ avant la transf. | $\beta$ après la transf. | $\Delta\beta$. |
|---|---|---|---|
| 28,90....... | $36.10^{-5}$ | $11\ .10^{-5}$ | $25\ .10^{-5}$ |
| 34,85....... | $49.10^{-5}$ | $15\ .10^{-5}$ | $34\ .10^{-5}$ |
| 53,70....... | $106.10^{-5}$ | $36,5.10^{-5}$ | $69,5.10^{-5}$ |

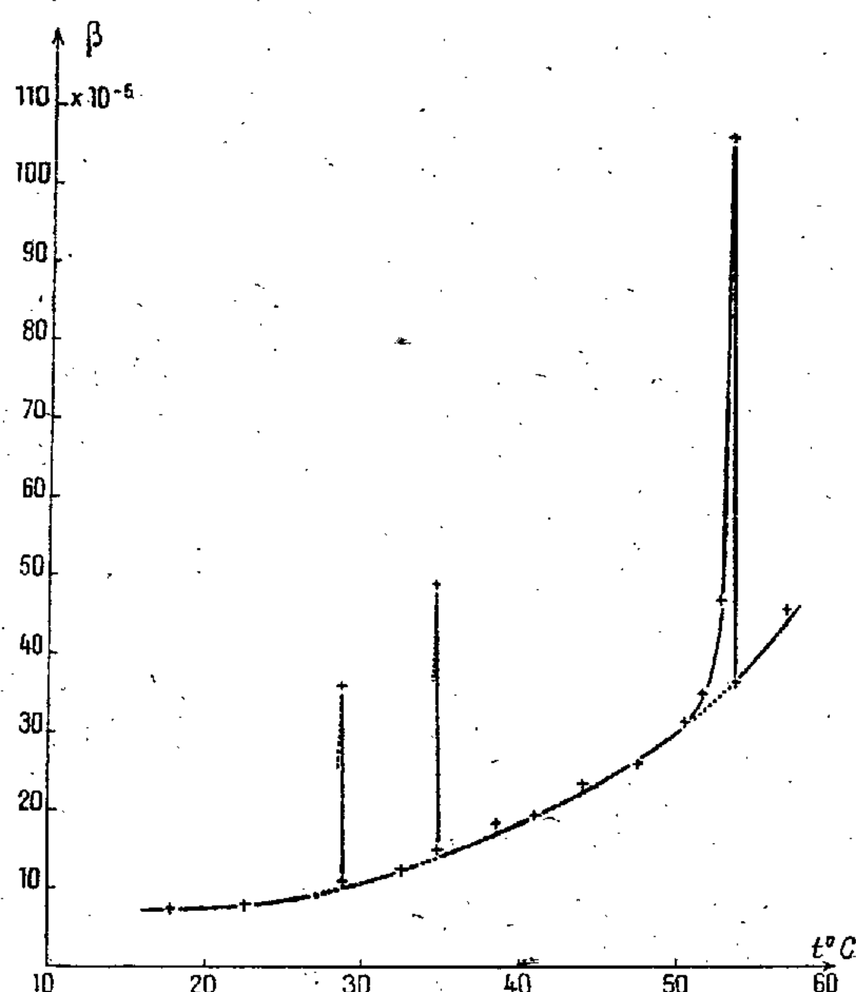
III. La parfaite continuité du volume montre que les transformations précédentes sont, d'après la nomenclature d'Ehrenfest ([5]), des transformations d'ordre supérieur et les températures précédentes se rapportent à des points

([1]) Etard, *Ann. Chim. et Phys.*, 4, 1894, p. 340.
([2]) Cohen, *Z. physik. Chem.*, 31, 1899, p. 164.
([3]) Abraham et Lucasse, *J. phys. Chem.*, 37, 1933, p. 521.
([4]) *J. Chem. Phys.*, 4, 1936, p. 601.
([5]) *Proc. Amst.*, 36, 1933, p. 153.

de transition. La brusque discontinuité du coefficient de dilatation β caractérise en outre une transformation du deuxième ordre.

La courbe qui donne les variations de β en fonction de la température aux environs immédiats des points de transition a une forme tout à fait caractéristique. Avant la température de transition, le coefficient β croît de plus en plus vite jusqu'à atteindre le maximum indiqué dans la deuxième colonne du tableau précédent. Puis, à la température de transition, on observe la chute brusque $\Delta\beta$. Enfin, après cette discontinuité, le coefficient β continue à croître très lentement avec la température. L'allure de la courbe a, comme il a été observé pour les chaleurs spécifiques dans de nombreuses transformations du deuxième ordre, la forme de la lettre λ (transformation λ).

IV. Les résultats du tableau précédent donnent les points singuliers de la courbe des variations de β quand la température varie dans un grand domaine.




Nous avons, de plus, déterminé les valeurs de β en dehors des anomalies et tracé la courbe complète entre 17°C. et 55°C. Si on laisse de côté les anomalies, on trouve que β croît constamment avec la température et d'autant plus rapidement que la température est plus élevée. Partant de la valeur $\beta = 7.10^{-6}$ vers 17°C., β atteint la valeur $50.10^{-6}$ vers 60°C. Cette rapide ascension de β correspond, sans doute, à une instabilité de plus en plus grande du réseau quand on approche du premier point de déshydratation.

Les anomalies de dilatation ne font que déformer la courbe continue précédente en lui ajoutant des pointes très aiguës dans un domaine de température de l'ordre de quelques degrés (*fig.* 1).

**PHYSICOCHIMIE.** — *Le* fleurage *de l'acier et de la fonte.* Note de M. **Eugène Eyt**, présentée par M. Albert Portevin.

Une surface d'acier ou de fonte propre présente un aspect brillant avec un éclat métallique, analogue à celui de mercure; exposée à l'air elle ne tarde pas à se contaminer et l'on voit apparaître des dessins variés dénommés *fleurs*, d'aspect terne et terreux. Ces fleurs sont animées de mouvements rapides et désordonnés, rappelant ceux du camphre sur l'eau, dus à des variations de tension superficielles. Peu à peu, elles grossissent, se multiplient et finissent par recouvrir toute la surface d'une couche continue appelée *voile*. Le phénomène, depuis longtemps connu et auquel on a donné le nom de *fleurage*, sert en aciérie et en fonderie à repérer la température et la composition chimique du métal. Il a été sommairement étudié par R. Hase (1) et par Sara et Colas (2). Nous avons jugé intéressant, aux Aciéries de Pamiers, de poursuivre cette étude. Voici les résultats obtenus :

1° Le voile est une couche mince formée des oxydes des éléments métalliques de l'acier. Ce fait, que l'aspect terreux du voile, sa densité plus faible que celle du métal, la valeur de son pouvoir émissif et de son pouvoir réflecteur faisaient prévoir, a pu être vérifié directement par analyse chimique dans quelques cas, d'ailleurs très rares.

2° La durée de formation du voile, c'est-à-dire le temps qui s'écoule entre la sortie du métal du four et l'instant où toute sa surface est recouverte d'une couche continue, dépend de la composition chimique. Elle augmente avec la teneur en éléments qui sont, comme le carbone, plus oxydables que le fer et dont les oxydes sont volatils. La loi de variation est alors sensiblement linéaire. Cette durée diminue quand augmente la teneur en éléments plus oxydables que le fer et dont les oxydes sont réfractaires et peu solubles, comme c'est le cas pour le chrome et l'aluminium. Avec le chrome, la loi de variation est sensiblement logarithmique. Cette durée diminue aussi quand augmente l'oxydation initiale du métal. Les éléments nobles, nickel, cobalt, n'ont aucune action.

3° La température de formation du voile dépend uniquement de la composition chimique du métal. Cette température est égale au point de fusion du corps le plus réfractaire : métal ou voile; d'où il résulte que la durée de formation du voile n'est autre chose que la durée de refroidissement du métal de sa température initiale à la température de formation du voile. Par suite, si les conditions expérimentales sont telles que la vitesse moyenne de refroidissement reste constante, ce qui est facile à réaliser, la durée de formation du voile permet de repérer la température initiale.

(1) *Archiv. Eisenhütt.*, 4, 1930, p. 261.
(2) *Bull. A. T. F.*, 9, 1934, p. 447.

4° La couche d'oxydes qui forme les fleurs et le voile est extrêmement mince. Nous avons mesuré indirectement son épaisseur en partant d'une remarque de R. Hase ([3]) d'après laquelle une couche d'oxydes n'atteint son pouvoir émissif normal que pour une épaisseur de 500$^{m\mu}$. En admettant que le pouvoir émissif est proportionnel à l'épaisseur, la mesure du pouvoir émissif des fleurs et du voile nous a donné des épaisseurs comprises entre 40 et 100$^{m\mu}$. C'est donc un phénomène superficiel, ce qui explique le mouvement des fleurs. D'après le principe de Marangoni, une couche superficielle n'est pas stable au-dessous d'une certaine épaisseur; nous avons observé ce phénomène avec le voile.

5° La formation du voile résulte :

*a*. d'une absorption de l'oxygène de l'air par la surface;

*b*. d'une diffusion de cet oxygène dans la masse;

*c*. d'une diffusion inverse des éléments réducteurs de la masse vers la surface;

*d*. de la stabilité de la couche d'oxydes au-dessus d'une certaine épaisseur.

L'application de la formule d'absorption de Richardson, de l'équation de diffusion, combinée avec la relation entre le coefficient de diffusion et la viscosité, nous a permis de calculer la composition du voile. Le tableau ci-dessous donne nos résultats calculés et mesurés :

| Fonte à Si (%). | 0,4. | | 0,4. | | 0,6. | | 1,10. | | 1,6. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $T_0$ (°C)....... | 1650. | | 1450. | | 1450. | | 1350. | | 1450. | |
| | calc. | mes. | calc. | mes. | calc. | mes. | calc. | mes. | calc. | mes. |
| $SiO^2$ (%)... | 17 | 15 | 10 | 8 | 14 | 14 | 11 | 10 | 35 | 32 |
| FeO » .... | 53 | 52 | 52 | 54 | 49 | 50 | 52 | 50 | 45 | 47 |

Par suite de sa très faible épaisseur, il est très difficile de séparer le voile du métal. Cela n'est possible que lorsque son point de fusion du voile est bien plus élevé que celui du métal (cas des fontes), et qu'il n'est pas mouillé par lui.

6° Comme applications pratiques, l'examen de ce phénomène fournit des éléments d'information pour le repérage de la température, l'appréciation du degré d'oxydation du métal, la mesure de la tension superficielle, la prévision de la grosseur de la cristallisation, et des indications sur le degré de dégazage. La durée de formation du voile varie avec la teneur en carbone et avec la teneur en oxygène du métal, ce qui permet de montrer la constance du produit $[FeO] \times [C]$ égal à 0,013, valeur voisine des valeurs expérimentales et de celles qu'on obtient par l'étude thermodynamique de la réaction $FeO + C \rightleftharpoons Fe + CO$. La durée de formation du voile et la mobilité des fleurs renseignent également sur la *qualité du métal*, qui varie avec la durée de formation, et avec la mobilité des fleurs.

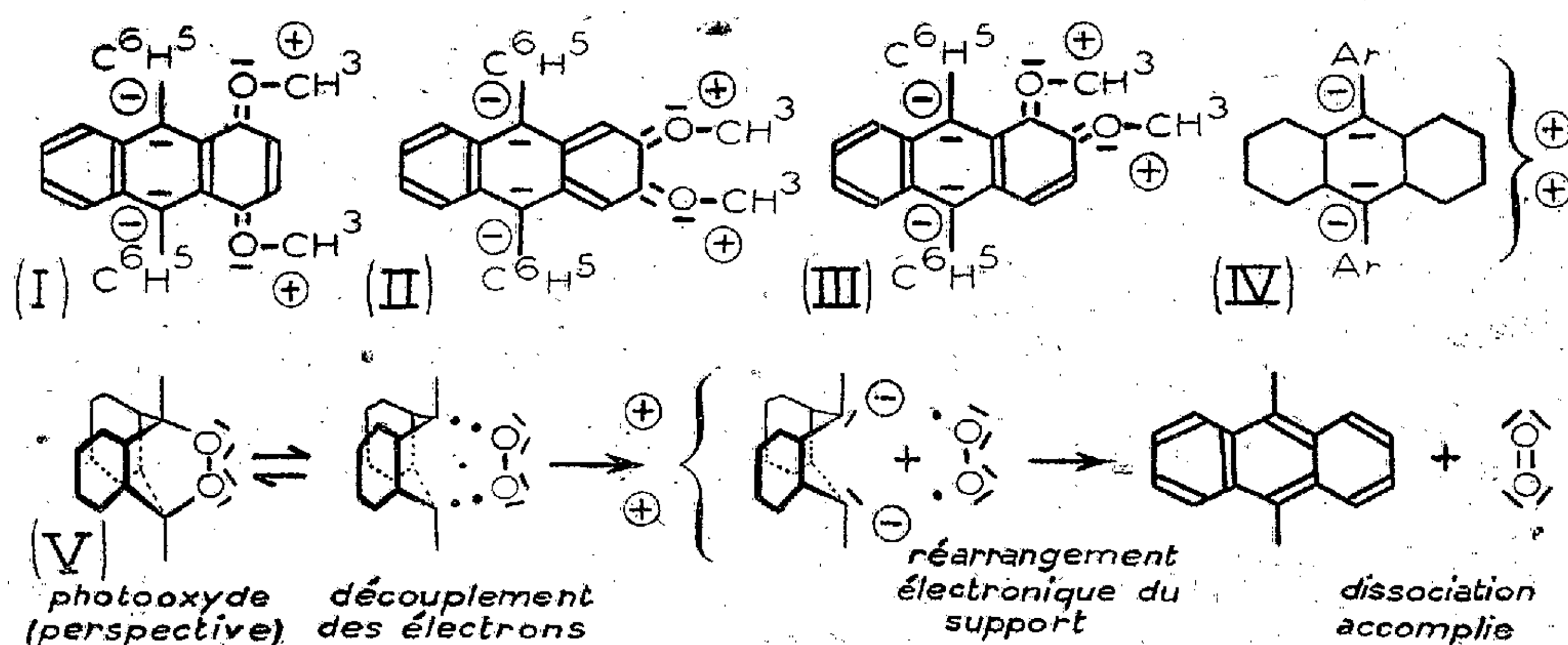
Le phénomène du fleurage présente donc un grand intérêt, d'abord par les indications qu'il fournit au praticien, ensuite parce qu'il nous renseigne sur l'état physicochimique du métal.

---

([3]) *Archiv. Eisenhütt.*, 8, 1934, p. 93.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'union labile de l'oxygène au carbone. Étude sur le mécanisme de la dissociation des photooxydes.* Note de MM. **Charles Dufraisse, Christian Pinazzi** et **Jean Baget**, présentée par M. Marcel Delépine.

Pour expliquer les particularités de dissociation des dérivés méthoxylés des photooxydes mésodiarylanthracéniques, nous avons mis en cause l'influence des méthoxyles sur la mésomérie du système anthracénique. De plus, nous avons montré que l'exceptionnelle instabilité du photooxyde diméthoxylé en 1.4 paraissait être en relation avec la relative stabilité d'une certaine structure électronique, (I), caractérisée surtout par un doublet libre d'électrons à chacun des mésosommets ([1]). Un des arguments présentés avait été le comportement de l'isomère 2.3, apte à prendre la forme électronique (II) analogue à (I) mais moins stable, ce qui va de pair avec une labilité du photooxyde fort accusée mais restant inférieure à celle de l'isomère 1.4. Nous ajoutons en complément le cas du photooxyde ($C^{28}H^{24}O^{4}$) de l'isomère 1.2. Ce dernier corps (III) et les deux précédents sont les seuls du groupe




des 10 isomères diméthoxylés dont les structures se prêtent à la construction d'une formule limite simple à doublets libres simultanément aux deux mésosommets. Pour les autres isomères, comme nous l'avons déjà indiqué ([1]), cette structure typique ne peut être obtenue qu'au prix de complications opposées à la stabilité. On devait donc penser, en vertu de notre raisonnement, que le nouveau photooxyde devait se ranger à côté de ceux des isomères 1.4 et 2.3 pour la facilité de sa dissociation.

Cependant, parmi les trois structures correspondantes, (I), (II) et (III), la troisième se met à part des deux autres par son caractère franchement dissymétrique laissant présager une stabilité moindre donc, à notre sens, une labilité

(1) Ch. Dufraisse, R. Demuynck et A. Allais, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 487.

du photooxyde qui, tout en restant toujours forte, sera encore diminuée par rapport à celle de l'isomère 1.4.

L'expérience a confirmé ce point de vue : la température de dissociation vive du photooxyde se situe vers 135°-140°, donc très en dessous de celle du photooxyde simple sans méthoxyle (180°), mais nettement au-dessus de celle de l'isomère 2.3 (120°) et surtout de celle de l'isomère 1.4 (dissociation en dessous de 80° et déjà appréciable à froid). La facilité de la dissociation paraît donc être en relation avec la stabilité de l'arrangement électronique à deux doublets libres en méso, de la forme (IV).

Un mécanisme général de la dissociation des photooxydes peut en être déduit.

La structure (IV), en effet, n'est évidemment pas capable de retenir la molécule d'oxygène, quelle que soit la stucture électronique imaginable pour cette dernière. On peut alors supposer que, parmi les états activés du photooxyde, certains sont dus à une rupture momentanée des liaisons entre l'oxygène et son support. L'incident sera habituellement sans suite, le raccrochage se faisant aussitôt par réaccouplement des électrons un bref instant désunis; avant que les 2 atomes intéressés aient eu le temps d'esquisser un mouvement d'écart. Il en sera toujours ainsi dans le cas de la rupture d'une seule des deux liaisons entre l'oxygène et son support, puisqu'il ne saurait être question du départ de l'oxygène par atomes séparés (²). Il pourra en être de même aussi dans le cas de deux ruptures simultanées, suivant le schéma (V). Cependant ici la séparation deviendra au contraire définitive si, avant le réaccouplement, le support a le temps de prendre la structure (IV), impropre au raccrochage de l'oxygène. A partir de là, le retour au stade initial n'est plus possible, puisque la lumière est nécessaire pour recréer la structure apte à fixer l'oxygène (³); c'est en somme un fonctionnement analogue à celui d'un mécanisme à cliquet s'opposant au mouvement en arrière d'une roue dentée. Le support va alors passer de l'état limite (IV) à son état mésomérique fondamental non oxydable, sans égard à la molécule d'oxygène abandonnée, laquelle, par force, devra bien à son tour reprendre son état normal désactivé : la dissociation sera ainsi consommée. Le rôle de la structure à deux doublets libres serait, en quelque sorte, de tirer le verrou lors d'une *fugue* de la molécule d'oxygène et, en empêchant par là son retour immédiat, de rendre irrévocable la scission.

Ce mécanisme rend compte, non seulement de l'influence des méthoxyles, mais aussi d'autres particularités de l'union labile de l'oxygène au carbone. Il explique spécialement la nécessité d'une structure à mésomérie fortement accentuée capable de conférer à la forme limite déterminante une stabilité assez élevée pour lui donner des chances suffisantes d'apparaître pendant la courte durée d'une double rupture des liaisons. C'est le cas de la structure anthracé-

---

(²) R. AUDUBERT et CH. RACZ, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 413.

(³) CH. DUFRAISSE, J. LE BRAS et A. ALLAIS, *ibid.*, p. 383.

nique, surtout diarylée en 9 et 10, points d'attache de la molécule d'oxygène. D'autre part, la distribution dissymétrique (III) laisse prévoir quelque anomalie dans la stabilité de l'union avec l'oxygène. Effectivement, chez le photooxyde du corps diméthoxylé 1.2, la libération du gaz, tout en étant relativement facilitée, ne se fait pas aussi naturellement que chez les molécules à mésomérie plus symétrique, les rendements en oxygène libre sont abaissés et variables (40 et 72 %); il a même été constaté une dissociation d'allure explosive; de plus, il se forme des quantités non négligeables d'anhydride carbonique; ce sont autant de témoins du déséquilibre intramoléculaire nettement visible sur le schéma (III).

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Sur le spectre de diffusion du spath calcaire.* Note de Mlle **Colette Dubuisson**, présentée par M. Aimé Cotton.

F. Rasetti [1] éclairant des cristaux de spath calcaire et de spath fluor avec la raie du mercure 2537 Å signalait avoir observé dans le spectre de diffusion de ces cristaux, outre les raies Raman ordinaires, des raies présentant avec la raie excitatrice un très grand écart de fréquence (7000 $cm^{-1}$). Peu après R. Tomaschek [2] faisait remarquer que les raies observées dans le cas du spath fluor coïncidaient, aux erreurs de mesure près, avec les raies de fluorescence du gadolinium dans la fluorine. F. Rasetti [3] a admis cette explication. Comme les spectres de fluorescence des terres rares dans le spath calcaire n'ont pas été étudiées, il n'a pas été possible de savoir si l'on pouvait attribuer à une même origine les raies nouvelles de $CO^3Ca$.

Cette Note a pour but de lever l'incertitude. Pour cela une étude systématique des raies lointaines de diffusion du spath calcaire fut entreprise, au cours de laquelle deux séries de mesures ont été faites.

A. Dans la première, la lumière était fournie par une lampe à vapeur de mercure Philora suivie d'un monochromateur à prismes isolant à peu près la raie 4046 Å. Le cristal était précédé d'un filtre à iode et suivi d'une solution de nitrite de sodium. Les poses duraient 6 à 8 jours. Les mesures ont été faites sur des enregistrements au microphotomètre et la précision atteint 1 ou 2 Å quand les raies sont bien définies.

B. Dans la deuxième, la raie excitatrice 3650 Å était obtenue par une lampe Philora suivie d'un verre de Wood. Le spectrographe utilisé [4] plus lumineux que le précédent (durée de pose 1 ou 2 jours) était aussi moins dispersif et l'étude des clichés au comparateur ne donne pas une précision supérieure à 2 ou 5 ou même 10 Å.

---

(1) *Nature*, **127**, 1931, p. 625 et *Leipziger Vorträge*, 1931, p. 66.
(2) *Nature*, **128**, 1931, p. 495.
(3) *The structure of Molécules*, 1932, p. 62.
(4) Ce spectrographe a été mis à ma disposition par M. A. Rousset, directeur du laboratoire.

*Résultats.* — Les nombres du tableau I représentent les longueurs d'onde en angströms des raies obtenues. Seules les raies situées à plus de 6000 $cm^{-1}$ de la raie excitatrice sont mentionnées.

*Discussion.* — Les raies observées par Rasetti présentent avec la raie excitatrice les écarts de fréquence 7270, 7350, 7400 et 7455 $cm^{-1}$. Si c'étaient des raies Raman elles apparaîtraient dans l'excitation par 4046 Å aux longueurs d'onde

A... 5733 5760 5776 5795 Å.

Une seule d'entre elles est observable et existe en effet. Les autres seraient trop proches des raies jaunes du mercure ou confondues avec elles. Dans l'excitation par 3650 Å elles auraient les longueurs d'onde

B... 4968 4988 5002 5014 Å.

Aucune raie n'est visible dans cette région.

On remarque par ailleurs que la position des raies observées dans l'échelle des longueurs d'onde est indépendante de l'excitation 4046 ou 3650 Å. Il s'agit donc bien d'un phénomène de fluorescence, et non de diffusion, avec changement de fréquence. Les raies de fluorescence très fines doivent être attribuées à la présence dans le spath d'une terre rare. L'élément responsable semble être le samarium dont les raies de fluorescence sont en général dans le vert, l'orangé et le rouge. Le spectre de fluorescence du samarium dans le carbonate de calcium n'est pas connu mais on peut confronter (dans le tableau II) les longueurs d'onde des raies étudiées avec celles des raies de fluorescence les plus intenses du samarium dans la chaux, le sulfate de calcium et le tungstate de calcium ([5]). On remarque qu'elles sont voisines.

Tableau I.

| A. | B. |
|---|---|
| Plaques non sensibles dans cette région | 4859 *tf* |
| | 4891 *tf* |
| | 4924 |
| 5500 *tf* | – |
| 5617 | 5616 |
| 5715 *f* | 5705 ± 10 *d* |
| 5735 *f* | 5755 ± 10 *d* |
| × | |
| 5982 F | 5982 |
| 6072 *f* | 6090 *d* |
| 6132 | 6132 |
| 6400 *d* | 6400 *d* |

Tableau II.

| Sp. étudié. | CaO. | $CaSO^4$. | $CaWO^4$. |
|---|---|---|---|
| – | – | – | – |
| – | – | – | – |
| – | – | – | – |
| 5500 | 5499 | – | – |
| 5617 | – | 5599 | – |
| 5715 | 5684 | – | – |
| 5755 | 5758 TF | – | – |
| 5982 F | – | 5964 | 5970 F |
| | | – | 6010 F |
| 6072 | 6060 | – | 6060 F |
| 6132 | 6155 | – | 6091 F |
| 6400 | – | 6435 TF | 6435 F |

A, excitation par Hg 4046 Å; B, excitation par Hg 3650 Å; × région masquée par les raies jaunes du mercure.
*tf*, très faible; *f*, faible; F, fort; TF, très fort; *d*, diffuse, large.

([5]) L. Bruninghaus, *Annales de chimie et physique*, 21, 1910, p. 254.

*Conclusion.* — Les raies Raman lointaines du spath calcaire signalées par Rasetti n'apparaissant pas dans les deux modes d'excitation différents et les raies observées étant indépendantes de l'excitation on peut conclure que ces raies sont dues à la fluorescence d'une impureté qui est vraisemblablement le samarium dans le cas de notre échantillon.

PÉDOLOGIE. — *Sur la nature et l'origine des sols du Delta Central Nigérien.* Note [1] de M. **Henri Erhart**.

On appelle *Delta Central Nigérien* la région située sur la rive gauche du Moyen-Niger, au Nord de la ligne Ségou-Tombouctou, dans laquelle le fleuve inonde, en saison des crues, de vastes surfaces situées en contrebas, et alimente toute une série de lacs. Son aménagement pour la culture irriguée du coton et du riz constitue la plus grande œuvre de colonisation agricole entreprise par la France jusqu'à ce jour et justifie l'intérêt qu'il y a à bien connaître les sols de la région. Une étude approfondie des matériaux prélevés au cours d'une mission exécutée au printemps 1942 permet aujourd'hui de préciser non seulement les caractéristiques agronomiques essentiels des sols du Delta, mais apporte, grâce à une définition minéralogique intégrale des matériaux et aux observations faites sur le terrain, une idée d'ensemble sur la Pédologie des régions soudanaises.

Lorsqu'on pénètre dans la zone irrigable du Delta, après avoir franchi le barrage de Sansanding, on rencontre partout des sols de couleur grise ou noirâtre qui contrastent fortement avec les formations latéritiques rouges qu'on trouve sur la rive droite du fleuve. Ces latérites représentent, ainsi que je l'ai montré dans une Note précédente [2], des alluvions très anciennes, tandis que les sols du Delta sont constitués par des alluvions ou des limons de débordements actuels ou subactuels du fleuve. A travers tout le Delta, ils accusent, dans leur composition, un certain nombre de traits communs. Ils sont tous plus ou moins quartzifères. Le quartz est généralement très fin et parfois mal visible à l'œil nu. En lame mince, il se présente sous forme d'esquilles anguleuses très peu usées ou pas usées du tout. Les minéraux silicatés primaires (feldspaths, micas, pyroxènes etc.) sont toujours peu nombreux et généralement peu ou pas altérés. Le constituant argileux est toujours uniquement de la kaolinite, qui se présente sous forme de très petites phyllites ou de vermiculures. La plupart des terres contiennent, à côté d'une proportion variable d'hydroxyde de fer, un pourcentage d'hydroxydes d'alumine qui oscille généralement entre 1 et 5 %. Presque tous les sols contiennent, en quantité plus ou moins grande, de la silice hydratée sous

[1] Séance du 4 octobre 1943.
[2] *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 323.

formes de grains ou de plages d'opale ou sous forme de frustules de Diatomées. La proportion d'opale et de Diatomées croît, d'une manière générale, en avançant vers les lacs et nous arrivons, en fin de compte, à de véritables Diatomites, constituées essentiellement par des dépôts d'Algues siliceuses. J'ai ramassé des Diatomites particulièrement pures sur le lac Gamati, le Horo et le Faguibine.

La constitution minéralogique et chimique des sols du Delta s'explique aisément en évoquant l'histoire des matériaux qui entrent dans leur formation. La majeure partie des débris solides que charrie le Niger est forcément constituée par les argiles faiblement latéritiques qu'il emprunte aux roches cristallines altérées qui constituent son bassin d'alimentation. Le minéral argileux de ces argiles latéritiques est uniquement de la kaolinite. Les éléments lourds sont déposés en cours de route, tandis que les minces phyllites de kaolinite d'hydroxydes de fer et d'hydroxydes d'alumine atteignent le Delta et se mélangent au quartz très fin arraché aux grès anciens que traverse le fleuve dans les dernières parties de son parcours. Mais l'eau d'un fleuve tropical comme le Niger charrie nécessairement encore un autre constituant qui est très important, bien qu'il soit invisible à l'œil, ce sont les micelles de silice hydratée qui proviennent de la destruction des silicates primaires. Cette silice est captée par le plankton siliceux pour la construction de ses carapaces ou déposée sous forme de gel de silice amorphe, au moment de la sédimentation des parties argileuses. Dans les parties du Delta qui sont voisines du fleuve et où les eaux ont une certaine vitesse et sont troubles, la sédimentation est d'abord relativement grossière et presque purement mécanique. Elle conduit à des sables kaoliniques légèrement opalifères. Dans les zones où les eaux sont plus tranquilles, les dépôts deviennent plus argileux et plus riches en Diatomées. Enfin, là où les eaux, complètement décantées et limpides, forment des lacs tranquilles, la teneur élevée de l'eau en silice colloïdale et sa limpidité permettent l'éclosion d'une microflore siliceuse extrêmement abondante qui conduit à une sédimentation biologique essentiellement siliceuse et à la constitution de véritables Diatomites.

Les sols du Delta qui proviennent de ces divers sédiments modernes sont essentiellement différents des alluvions latéritiques anciennes que j'ai décrites antérieurement. Alors que les dernières constituent un dépôt de produits latéritiques de caractère rocheux et impropre à toute culture, les alluvions récentes du Delta sont meubles et constituent d'excellentes terres de labour. Bien que formées pour une large part d'argiles latéritiques provenant de l'altération des roches cristallines du Bassin d'alimentation du Niger, elles n'ont au point de vue minéralogique et chimique, comme au point de vue cultural, plus rien de commun avec des argiles latéritiques en place. La sédimentation dans un climat subdésertique leur a, en effet, restitué non seulement le gel de silice, formé et perdu au cours du processus de latéritisation, mais leur a encore

rendu les différentes bases alcalines et alcalinoterreuses, c'est-à-dire, leur a rendu les complexes absorbants et les principes fertilisants qui conditionnent leur valeur agricole. Il est plus que probable que le schéma par lequel s'explique toute la constitution et le comportement cultural des sols du Delta Central Nigérien doit se répéter dans beaucoup de régions d'Afrique qui présentent des conditions géographiques et hydrologiques similaires.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Existence d'un long accident topographique d'origine tectonique en Bretagne méridionale et en Vendée.* Note de M. **André Guilcher**, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

L'existence en Bretagne méridionale d'accidents tectoniques d'âge tertiaire se traduisant encore dans la topographie a été reconnue par Ch. Barrois (¹), Y. Milon (²) et nous-même (³). Chacun des reliefs déjà signalés est toutefois de longueur assez modeste. Par contre, il est possible de suivre à travers tout le Sud-Ouest du Massif Armoricain un accident rectiligne allongé sur environ $300^{km}$ du Finistère jusqu'à la Vendée.

Cet accident est particulièrement net dans le Vannetais. En quittant Vannes vers le Nord, il apparaît à Meucon comme une barre fermant l'horizon : c'est un talus qui surgit à la Lande de Bray, près de Berric, court vers le Nord-Ouest par les hameaux de Loqueltas, Trégat, Diliec, Lézélanne, Meucon, Coulac, Kerléguen, et prend fin, après un développement de $27^{km}$, à mi-chemin entre Grandchamp et Brandivy. Ce talus, offrant une dénivellation de $60^{m}$ en moyenne, coïncide avec le contact de roches de dureté inégale, soit à l'Ouest (bord méridional de l'amande granulitique de Grandchamp), soit à l'Est (bord méridional d'une bande de granulite feuilletée); mais au centre, près de la percée du ruisseau de Liziec au Nord-Nord-Est de Vannes, il recoupe des schistes tendres. Sa direction (110°) est en effet légèrement oblique par rapport aux plissements (100°). En signalant son existence au Nord de Vannes, nous avons suggéré qu'il s'agit d'une dislocation par faille posthume à regard méridional, ayant rejoué au Tertiaire selon une très longue venue de quartz qui en suit fidèlement le pied à une distance de 800 à $1500^{m}$. Cette hypothèse est confirmée par l'existence de dépôts d'Éocène continental, repérés à la fois sur les bas plateaux vannetais qui représentent le compartiment dénivelé (abords de Vannes, de Séné, d'Arradon, de Surzur, de Lauzach, de la Clarté (⁴), de Damgan etc., entre 0 et $50^{m}$ d'altitude), et sur

(¹) *Ann. Soc. Géol. du Nord*, 55, 1931, pp. 147-156.

(²) *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 1261; 195, 1932, p. 889; *Bull. Ass. Géogr. français*, janv., 1933, p. 8.

(³) J.-M. Bourdeau et A. Guilcher, *Bull. Ass. Géogr. français*, déc., 1938, pp. 136-139; A. Guilcher, *C. R. Somm. Soc. Géol. de Fr.*, 6 fév. 1939, pp. 36-38; *Ann. de Géogr.*, 50, oct.-déc. 1941, pp. 264-265.

(⁴) Les dépôts d'Arradon et de La Clarté nous ont été signalés par M. Duroselle, avec qui nous les avons visités.

les hauts plateaux de Grandchamp (Sud-Est du camp de Meucon, abords de Sulniac, Sud d'Elven etc., entre 120 et 150$^{m}$).

La faille du Vannetais n'est point un accident isolé. Dans le prolongement exact de sa direction, soit à l'Ouest, soit à l'Est, on retrouve, après quelques interruptions locales, des accidents semblables, soit déjà signalés, soit découverts par nous.

*Vers l'Ouest-Nord-Ouest*, si le talus disparaît après Grandchamp, remplacé par une montée rapide mais régulière de la pénéplaine, on le voit renaître plus au Nord, à Baud et Quistinic : d'une rive à l'autre de l'Evel et du Blavet, la dénivellation est de 45 à 75$^{m}$ suivant les endroits. Le filon de quartz est ici, il est vrai, à 7$^{km}$ de l'abrupt, et l'explication précédemment proposée est plus difficilement concevable; mais un peu plus loin, à Lanvaudan et Plouay, filon et abrupt ne sont plus qu'à 4$^{km}$ l'un de l'autre, séparés seulement par des roches peu résistantes dans lesquelles le talus a dû reculer. Entre Plouay et Scorff, un accident transversal diminue le rejet de la fracture; un peu plus loin, entre Guilligomarc'h et Querrien, le talus recoupe obliquement une bande de schistes, fait déjà observé au Nord-Nord-Est de Vannes; atténué à ces deux endroits, il reprend toute sa valeur au Nord de Bannalec (50 à 60$^{m}$), pour disparaître définitivement à Kernével, près de Rosporden, *juste en même temps que le filon de quartz*.

*Vers l'Est-Sud-Est*, nulle trace, ou presque de notre accident entre Berric et Pontchâteau. Mais de Pontchâteau à Nantes, surgit le Sillon de Bretagne, de même orientation, suivi toujours par le même filon de quartz. Là, Barrois a établi l'âge tertiaire de la dislocation. Au delà de la Loire, il faut aller jusqu'à La Gaubretière pour voir apparaître, toujours dans le même alignement, le rebord du Haut Bocage Vendéen, que le regretté J.-M. Bourdeau (5) interprète comme un escarpement de faille adapté à la structure.

Ainsi, sur des centaines de kilomètres, de Rosporden en Cornouaille à la Gâtine aux portes des plaines du Poitou, un long accident topographique d'origine tectonique, dont les disparitions passagères ne peuvent masquer l'unité, divise la pénéplaine sud-armoricaine en deux étages. Cette cassure, adaptée après coup à la structure, mais dont les relations originelles avec le filon de quartz sont à peu près certaines (6), constitue un trait de relief dont la continuité n'a jamais été signalée, et qui est pourtant fondamental dans la morphologie du Massif Armoricain.

---

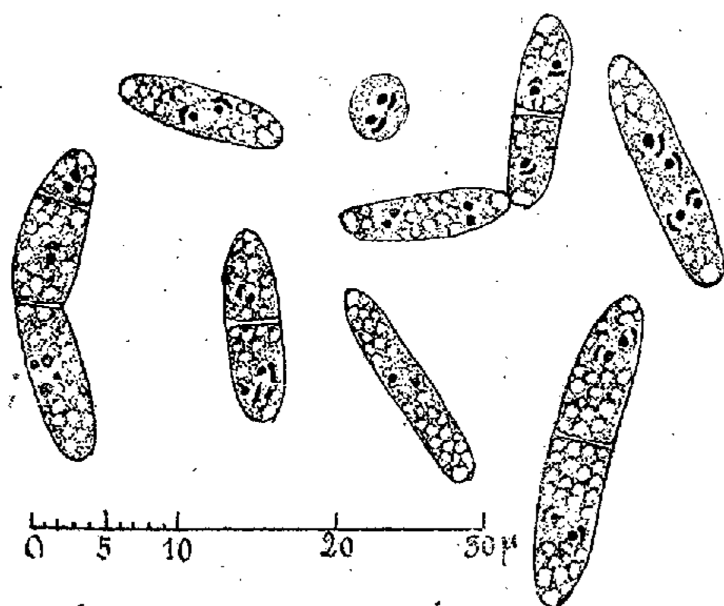
(5) J.-M. BOURDEAU, *Bull. Soc. Géol. et Minéralog. de Bretagne* (sous presse).

(6) Sauf à Baud et Quistinic, où la fracture a dû s'ouvrir un peu au Nord du filon.

MYCOLOGIE. — *Sur une nouvelle mycose des Chenilles de* Pieris brassicae *L.* Note de M. André Paillot, présentée par M. Émile Roubaud.

J'ai eu l'occasion d'observer, dans une plantation de Choux de Saint Genis-Laval, quelques chenilles de *Pieris brassicae* dont l'aspect extérieur était complètement différent de celui des chenilles normales : les taches jaunes et noires, qui bariolent la peau de ces dernières, avaient complètement disparu; seule persistait une mince bande jaune dorso-médiane, le reste du corps étant de couleur uniformément brun-violacée.

Le sang de ces chenilles était fortement trouble et renfermait, en très grande abondance, des éléments mycéliens en forme de navette, généralement




Éléments mycéliens dans le sang d'une Chenille de *Pieris brassicæ*.
(Coupe colorée à l'hématoxyline ferrique après fixation au Duboscq-Brasil.)

cloisonnés transversalement dans la partie médiane et mesurant en moyenne 12 à 14µ de long, sur 3 de large. Ils rappellent par leur forme ceux que Speare a décrits et figurés dans son Mémoire sur *Sorosporella uvella* (Krass.) Gd., parasite des chenilles de *Noctuelles* (1). Tout porte à croire que le changement profond survenu dans la coloration des chenilles est dû à la présence du Champignon parasite.

Si l'on injecte des chenilles de Piéride normales, avec une goutte de sang de chenille infectée, on voit les éléments mycéliens s'y multiplier activement; ils donnent naissance à des filaments multicloisonnés, mesurant jusqu'à 140µ de long. Il n'a malheureusement pas été possible de suivre l'infection jusqu'à son terme final, des infections bactériennes secondaires se juxtaposant à l'infection principale et provoquant la mort anticipée des chenilles en expérience.

L'étude histo- et cytopathologique des chenilles infectées naturellement montre que la multiplication du Champignon parasite dans le sang ne détermine pas de lésions tissulaires et cellulaires caractéristiques. D'autre part, on

(1) *Journ. agr. Res.*, 18, 1920, pp. 399-439.

n'observe pas, comme chez les chenilles de *Noctuelles* parasitées par *S. uvella*. de réaction phagocytaire bien marquée.

Les éléments mycéliens du sang sont caractérisés, au point de vue cytologique, par un double noyau dont l'un, après fixation au Duboscq-Brasil et coloration à l'hématoxyline ferrique, se présente le plus souvent sous l'aspect d'un court filament arqué, coiffant l'autre noyau en forme de globule. Il peut exister deux double-noyaux dans les éléments en voie de multiplication. Dans les filaments mycéliens du sang des chenilles infectées *per cutem*, le double-noyau, quand il existe, est formé généralement de deux grains de forme arrondie.

Ensemencés en goutte pendante sur milieu sucré, les éléments mycéliens du sang s'allongent et donnent naissance à des filaments qui s'anastomosent entre eux pour former un feutrage plus ou moins serré et consistant. Sur Pomme de terre, les filaments mycéliens se développent à la fois en profondeur et en surface, mais la culture est limitée en étendue : il se forme un coussinet de consistance dure et plutôt sèche, à surface très irrégulière, dont la partie centrale brunit peu à peu, tandis que la périphérie reste blanche. Sur Carotte, la culture est assez abondante, mais également limitée en superficie; le feutrage blanc qui recouvre la surface est constitué par des filaments isolés ou agglomérés en forme de hampes dressées. Comme sur Pomme de terre, la partie centrale de la culture brunit peu à peu. Sur milieux sucrés (Sabouraud, Veillon) et sur agar à la farine d'Avoine, le champignon pousse abondamment. La culture sur agar à la farine d'Avoine présente une particularité très curieuse : quelques semaines après l'ensemencement, des cornes apparaissent à la surface de la culture qui s'allongent en cordons grisâtres, de forme régulièrement arrondie, et se ramifient plus ou moins. Les cordons sont constitués par de longs filaments mycéliens agglomérés les uns aux autres. Deux ans après l'ensemencement, on pouvait observer dix cordons dressés à la surface du milieu, dont quelques-uns longs de 4 à 5$^{cm}$ et plusieurs fois ramifiés.

Les seules fructifications observées en culture sont des arthrospores de forme plus ou moins irrégulière qui peuvent germer sur place et donner naissance au feutrage blanc qui recouvre la culture jeune; les filaments qui constituent le feutrage sont notablement moins gros que ceux qui forment les arthrospores. La forme parfaite du Champignon n'ayant pas été observée jusqu'ici, celui-ci doit être rangé dans le groupe des Hyphomycètes. Il n'a pas été possible de l'identifier avec certitude à un genre connu; il se rapprocherait des *Massospora* et des *Sorosporella* par certains caractères morphologiques et parasitaires, mais s'en éloigne par la forme des spores.

La séance est levée à 15$^{h}$45$^{m}$.

L. B.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU MARDI 26 OCTOBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **PRÉSIDENT** annonce à l'Académie qu'à l'occasion de la fête de la Toussaint et du jour des Morts, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 3 novembre au lieu du lundi 1er.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** dépose sur le Bureau de l'Académie trois Volumes du *Précis de Zoologie* de **AUGUSTE LAMEERE** : Tome V, fascicule 1 : *Les Stégoptères. Les Diptères;* Tome VI : *Les Protochordés. Caractères fondamentaux des Vertébrés. Les Poissons;* Tome VII : *Les Vertébrés tétrapodes, Amphibiens et Reptiles, suivis d'un abrégé de la classification des Oiseaux et des Mammifères.* Ce dernier Volume contient en outre une *Liste chronologique des Œuvres d'Auguste Lameere* et une *Table générale des matières du Précis de Zoologie.*

## CORRESPONDANCE.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

HENRI LABROUSTE et Mme Y. LABROUSTE. *Analyse des graphiques résultant de la superposition de sinusoïdes : Tables numériques précédées d'un exposé de la méthode d'analyse par combinaisons linéaires d'ordonnées* et *Atlas de courbes de sélectivité. Supplément aux Tables numériques* (présenté par M. Charles Maurain).

M. **ROBERT-PH. DOLLFUS** prie l'Académie de bien vouloir le comprendre parmi les candidats à la Chaire de *Malacologie* vacante au *Muséum National d'Histoire naturelle.*

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur les équations d'ondes des particules à spin en présence d'un champ extérieur.* Note de Mme **MARIE-ANTOINETTE TONNELAT.**

1. On sait que la présence d'un champ électromagnétique extérieur qui dérive d'un quadripotentiel $A_\mu$ conduit à modifier de la façon suivante les équa-

tions d'une particule chargée soumise à ce champ : On change l'opérateur $\partial_\mu = (\partial/\partial x^\mu)$ qui figure dans les équations caractéristiques de cette particule en $D_\mu = \partial_\mu - A_\mu$ [1].

S'il s'agit du méson (ou groupe maxwellien du photon), on constate que les équations ainsi obtenues

$$D_\mu \varphi_\nu - D_\nu \varphi_\mu = k\varphi_{\mu\nu} \qquad \left(k = \frac{2\pi}{h}\mu_0 c\right)$$
$$D^\mu \varphi_{\mu\nu} = k\varphi_\nu$$

n'entraînent pas les équations habituelles

$$D_\mu \varphi_{\nu\rho} + D_\rho \varphi_{\mu\nu} + D_\nu \varphi_{\rho\mu} = 0, \qquad D^\mu \varphi_\mu = 0,$$

mais des équations avec second membre

$$D_\mu \varphi_{\nu\rho} + D_\rho \varphi_{\mu\nu} + D_\nu \varphi_{\rho\mu} = A_{\nu\mu}\varphi_\rho + A_{\mu\rho}\varphi_\nu + A_{\rho\nu}\varphi_\mu, \qquad D^\mu \varphi_\mu = \frac{1}{2} A_{\mu\nu}\varphi^{\mu\nu},$$

qui introduisent le champ extérieur

$$A_{\mu\nu} = \frac{1}{k}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu).$$

2. Traduit en équations d'ondes, ce fait revient à dire que l'équation avec terme de masse de la particule de spin

$$(1) \qquad \left(\frac{m^\mu - n^\mu}{2} D_\mu - k\right)\psi_{ik} = 0 \qquad \text{avec} \begin{cases} (m^\mu)_{iklm} = (\gamma^\mu)_{il}\delta_{km} \\ (n^\mu)_{iklm} = (\gamma^\mu)^+_{mk}\delta_{il} \end{cases}$$

admet pour conséquence, non pas

$$\frac{m^\mu + n^\mu}{2} D_\mu \psi_{ik} = 0$$

comme dans le cas de l'absence de champ, mais

$$(2) \qquad \frac{m^\mu + n^\mu}{2} D_\mu + \frac{1}{2}\, \frac{m^\nu - n^\nu}{2}\, \frac{m^\mu + n^\mu}{2} A_{\mu\nu}\psi_{ik} = 0.$$

3. Au lieu des équations d'ondes (1) et (2), on peut envisager les deux groupes d'équations obtenus en séparant le temps dans (1) et dans (2). On obtient ainsi, comme en l'absence de champ extérieur, un groupe d'*évolution* qui comporte un terme en $D_t$ et un groupe de *condition* qui en est dépourvu. Mais les opérateurs $a + b$ et $a - b$ qui interviennent séparément dans les groupes d'évolution et de condition quand le champ extérieur disparaît, figurent ici l'un et l'autre dans chacun de ces groupes. Aussi, l'on peut se demander si les équations d'évolution assurent toujours la validité des équations de condition au cours du temps. On vérifie facilement que la réponse est affirmative : Le groupe d'évolution entraîne bien la validité au cours du temps du groupe de condition.

4. Tant qu'il s'agit d'une particule de spin 1, obtenue par fusion, l'intro-

---

[1] Nous désignons par $A_\mu$ le terme $k\,(e/c)\,A_\mu$ de la théorie de Dirac.

duction d'un champ extérieur par l'artifice précédent est donc admissible. Toutefois, elle n'est pas très satisfaisante à cause de la dissymétrie entre les groupes (1) et (2). Si l'on passe aux équations d'ondes des particules de spin supérieur à 1, le résultat obtenu est encore beaucoup moins favorable. Prenons comme exemple le cas de la particule de spin 2 supposée chargée. En l'absence de champ, ses équations d'ondes sont les suivantes :

$$\text{(I)} \quad (P^\mu \partial_\mu - k)\psi_{iklm} = 0$$

$$\text{(II)} \quad \begin{cases} (a)\, Q^\mu \partial_\mu \psi_{iklm} = 0 \\ (b)\, R^\mu \partial_\mu \psi_{iklm} = 0 \\ (c)\, S^\mu \partial_\mu \psi_{iklm} = 0 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} 4P_\mu = m_\mu^{(1)} - n_\mu^{(2)} - n_\mu^{(3)} + m_\mu^{(4)} \\ 4Q_\mu = m_\mu^{(1)} + n_\mu^{(2)} - n_\mu^{(3)} - m_\mu^{(4)} \\ 4R_\mu = m_\mu^{(1)} + n_\mu^{(2)} + n_\mu^{(3)} + m_\mu^{(4)} \\ 4S_\mu = m_\mu^{(1)} - n_\mu^{(2)} + n_\mu^{(3)} - m_\mu^{(4)} \end{cases}$$

les $m_\mu^{(1)}$, $n_\mu^{(2)}$, $n_\mu^{(3)}$, $m_\mu^{(4)}$ étant les opérateurs de Dirac qui agissent respectivement sur les 1^er^, 2^e^, 3^e^ et 4^e^ indices de la fonction d'ondes.

On constate aisément que l'équation (I), jointe à l'une quelconque des équations (II), entraîne les deux autres. Ce résultat est dû à la commutabilité des opérateurs $\partial_\mu$ et $\partial_\nu$ qui introduit les produits symétriques $P_{(\mu}Q_{\nu)}$, $P_{(\mu}R_{\nu)}$, $P_{(\mu}S_{\nu)}$. Or les opérateurs P, Q, R, S vérifient les relations

$$P_{(\mu}Q_{\nu)} + R_{(\mu}S_{\nu)} = 0, \qquad P_{(\mu}R_{\nu)} + Q_{(\mu}S_{\nu)} = 0, \qquad P_{(\mu}S_{\nu)} + Q_{(\mu}R_{\nu)} = 0$$

qui assurent l'équivalence des trois équations (II) quand on se donne l'équation (I).

Cette conclusion n'est plus valable dès que la présence d'un champ extérieur oblige à remplacer $\partial_\mu$ par $D_\mu$. Dans ce cas, l'équation

$$\text{(I')} \qquad (P^\mu D_\mu - k)\psi_{iklm} = 0,$$

jointe à l'équation

$$\text{(II}'_a\text{)} \qquad Q^\mu D_\mu \psi_{iklm} = 0,$$

entraîne deux équations avec second membre analogues à (2)

$$\text{(II}'_b\text{)} \qquad R^\mu D_\mu - \frac{1}{2}(P^\mu R^\nu + Q^\mu S^\nu)A_{\mu\nu} = 0,$$

$$\text{(II}'_c\text{)} \qquad S^\mu D_\mu - \frac{1}{2}(P^\mu S^\nu + Q^\mu R^\nu)A_{\mu\nu} = 0;$$

mais ce procédé fait jouer à l'équation en Q un rôle privilégié, car les résultats auraient été différents en remplaçant ($\text{II}'_a$) par une équation analogue en R ou S. Autrement dit, quand on postule le groupe (I'), les trois équations du groupe (II') ne sont plus équivalentes.

Mais la principale difficulté réside en réalité dans les équations (I') et ($\text{II}'_a$) elles-mêmes qui sont les équations nécessaires de la théorie. Si l'on se reporte à la théorie de la particule de spin 1, les équations fondamentales (1) constituent un ensemble de 15 équations (+ 1 identité) entre 15 grandeurs non nulles. Par contre les équations d'ondes (I) et ($\text{II}_a$) forment un total de 367 équations entre 215 grandeurs non nulles (I) et ($\text{II}_a$) ne sont donc pas

forcément compatibles. Heureusement, en l'absence de champ, 152 de ces relations se déduisent des $367 - 152 = 215$ autres. Finalement, (I) et ($II_a$) sont donc compatibles. Il en va différemment en présence d'un champ. On peut tirer de (I') et de ($II_a$) des conséquences incompatibles avec d'autres équations de ce même ensemble. (I') et ($II'_a$) ne peuvent donc être posées simultanément.

5. Il semble donc bien qu'il y ait quelque difficulté à introduire un champ extérieur en changeant $\partial_\mu$ en $\partial_\mu - A_\mu$ quand il s'agit d'équations d'ondes obtenues par fusion, difficulté qui se manifeste surtout pour les particules de spin supérieur à 1. En l'absence d'autre procédé, il faut supposer que les équations de la particule de spin maximum 2 sont valables uniquement pour une particule neutre.

MOTEURS THERMIQUES. — *Sur les oscillations des moteurs en combustion détonante et l'estimation de la température d'explosion.* Note de M. **Gilbert Perot**, présentée par M. Albert Caquot.

Il est bien connu que les diagrammes de pression relevés sur les moteurs à explosion lorsque le fonctionnement est détonant présentent une série d'oscillations affectant à peu près toutes la course de détente. Ces oscillations ne sont pas dues aux dispositifs expérimentaux employés. En les étudiant avec deux appareils de principes très différents, l'un employant un quartz piézo-électrique, l'autre une membrane déformable provoquant des variations de capacité, on trouve que dans les deux cas les fréquences sont les mêmes. Le courant produit par un microphone contient d'ailleurs les mêmes oscillations et les mêmes fréquences. On se trouve bien en présence de vibrations de la masse gazeuse contenue dans le cylindre, et ces vibrations sont la cause du bruit caractéristique de la détonation appelée *cliquetis*.

On a entrepris une série de mesures systématiques de la période des oscillations obtenues avec le manographe à quartz piézoélectrique; sur le même diagramme sont enregistrées les impulsions données par un diapason au millième de seconde. Ainsi les périodes des oscillations peuvent être calculées par comparaison directe.

Tout d'abord on a fait varier sur un même moteur monocylindrique d'alésage $82^{mm},5$, les conditions d'avance à l'allumage, le taux de compression entre 5,7 et 9,5, la vitesse de rotation entre 900 et 1200 tours, l'indice d'octane de l'essence entre 58 et 94. On n'a pas trouvé de variation systématique de la fréquence des oscillations égale à 5500 périodes par seconde à 200 près, ce qui correspond aux erreurs d'expériences.

Ensuite a été entreprise une série de mesures sur différents moteurs : un 14 cylindres de $155^{mm},6$ d'alésage à refroidissement par air à compresseur; un 12 cylindres de $150^{mm}$ d'alésage à refroidissement par eau à compresseur; un monocylindre à huile lourde de $146^{mm}$ d'alésage, avec allumage par compres-

sion et refroidissement par air; un moteur monocylindre à explosion de 130$^{mm}$ d'alésage; et le monocylindre précédemment cité. Si l'on porte en ordonnées les périodes des oscillations et en abscisses les alésages des moteurs, les points se placent approximativement sur une droite passant par l'origine; les points correspondant aux moteurs les plus poussés sont plutôt en dessous de la droite; pour les moteurs les moins poussés et pour le moteur à huile lourde, les points sont légèrement en dessus.

Cette constatation suggère l'hypothèse suivante :

La détonation crée un ébranlement dans la masse gazeuse dont la propagation se fait jusqu'aux parois du cylindre, avec réflexion sur celles-ci. Il en résulte un système d'ondes stationnaires, l'alésage du cylindre correspondant à une demi-onde.

En appelant $a$ l'alésage, $f$ la fréquence des oscillations, T la température absolue, $C/c$ le rapport des chaleurs spécifiques, V la vitesse de propagation du son dans la masse gazeuse, on peut écrire

$$2a = \frac{V}{f}$$

ce qui entraîne bien la proportionnalité de la période à l'alésage. Les périodes d'oscillation des moteurs les moins poussés et du monocylindre à huile lourde donnant des points légèrement au-dessus de la droite obtenue, correspondent à des moteurs dans les cylindres desquels la vitesse de propagation doit être plus faible, la température à l'intérieur de ces cylindres étant moins élevée.

Il reste à examiner si la valeur du coefficient $2af$ correspond bien à la valeur numérique calculée de V.

On sait que la vitesse de propagation du son dans un gaz varie avec son état physique selon la loi

$$\frac{V}{V_0} = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_0}\frac{T}{T_0}}.$$

La valeur $V_0$ de la vitesse à 0° est de 330$^m$ pour l'air et pour l'oxyde de carbone : de 260 pour l'anhydride carbonique. On peut admettre 330$^m$ pour le mélange au début de l'explosion. Pour $\gamma$ qui varie relativement peu avec la température, on peut prendre comme valeurs approchées 1,19 à 2000° et 1,40 à 0°.

Il est donc possible d'évaluer les valeurs des températures d'explosion d'après les mesures relevées pendant les essais et d'après l'hypothèse précédente appliquant la formule

$$T = 273 \times \frac{1,40}{1,19} \times \frac{(2af)^2}{(330)} = V^2 \times 295.10^{-5},$$

d'où l'on peut en déduire, l'erreur relative sur $f$ étant de 5 %, que l'erreur sur T sera de 10 %.

Le calcul donne des résultats compris entre 2160° pour les moteurs les moins poussés et 3500° pour les plus poussés.

Les moteurs à compresseur donnent les températures les plus élevées, les moteurs sans compresseur ou le moteur Diesel fonctionnant avec grand excès d'air donnent des températures moins élevées.

Dans un cas nous avons vérifié l'estimation de la température donnée par la méthode précédente, en effectuant le dépouillement complet du diagramme et en calculant la température en fonction de la pression maxima par application de la loi Gay-Lussac. Nous avons trouvé le même résultat à 7,5 % près.

MAGNÉTISME. — *L'antiferromagnétisme des ions ferreux. Susceptibilité magnétique à basse température du protoxyde de fer* FeO. Note de MM. **Henri Bizette** et **Belling Tsaï**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le protoxyde de fer FeO présente comme le protoxyde de manganèse MnO ([1]) le phénomène d'antiferromagnétisme. Il existe un maximum aigu de la chaleur spécifique à la température de 185°K. ([2]), et corrélativement la susceptibilité magnétique passe par un maximum au voisinage de 198°K. Entre 293°K et 213°K la susceptibilité de l'échantillon étudié peut être

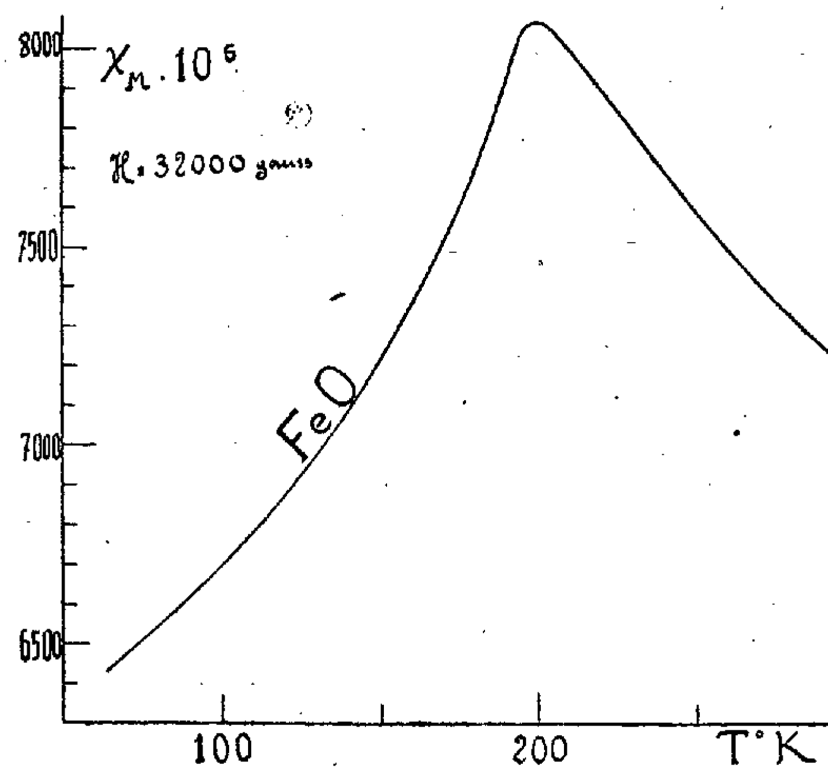


Fig. 1.

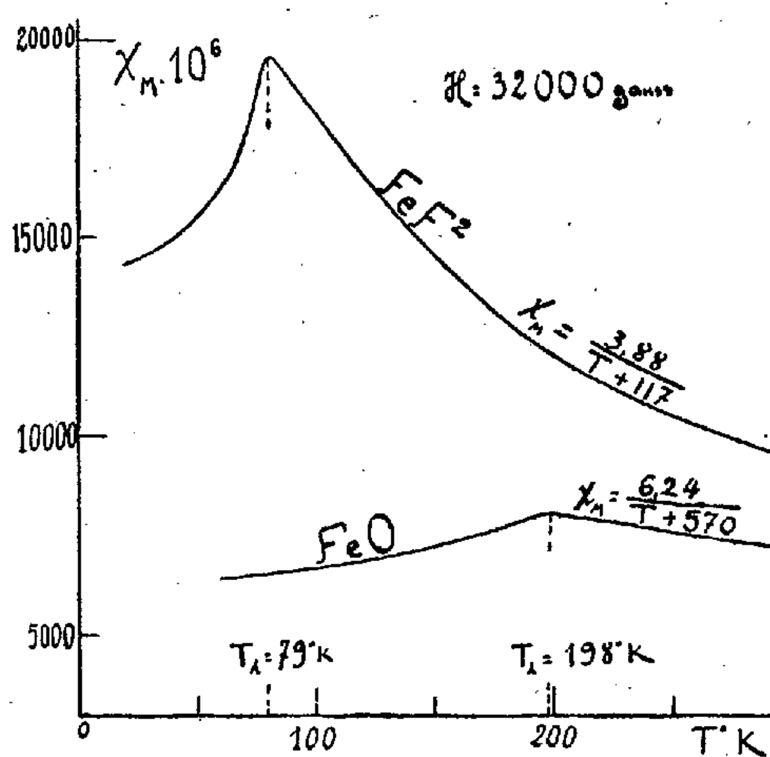


Fig. 2.

représentée par la formule $\chi_M = C_M/(T+\theta)$ avec $C_M = 6,24$ et $\theta = 570$°K. A partir de 198°K. la susceptibilité diminue quand la température s'abaisse comme l'indique la figure 1.

Il est très difficile d'obtenir du protoxyde de fer pur, ce composé étant

([1]) H. Bizette, C. Squire et B. Tsaï, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 449.

([2]) Russell et W. Millar, *J. Amer. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 215.

métastable à la température ordinaire; la réaction $4FeO \rightarrow Fe + Fe^3O^4$ tend à s'effectuer dans le sens de la flèche au-dessous de 570° C. (3). Pour le préparer nous avons décomposé par la chaleur l'oxalate ferreux; le produit obtenu a été ensuite chauffé à 1000° dans un courant d'oxyde de carbone et d'anhydride carbonique en proportions équimoléculaires, enfin l'on a refroidi brusquement sous un courant d'eau le tube de quartz où s'effectuait la réaction. D'après Bénard (4), le fer formé dans la réaction indiquée plus haut forme une solution solide avec le protoxyde, la solution solide limite ayant pour composition $4FeO + Fe$. La pureté du produit dépend de la vitesse avec laquelle il est refroidi. L'échantillon étudié présentait à la température ordinaire une susceptibilité variant très peu avec le champ, son coefficient d'aimantation à 20° C. $\chi = 100,4.10^{-6}$ C. G. S. est légèrement inférieur à la valeur minimum $\chi = 109,10^{-6}$ trouvée par Bénard pour différents oxydes examinés. Il semble difficile d'obtenir un composé plus pur par la méthode utilisée.

Le résultat obtenu pour FeO est à rapprocher de celui qui a été obtenu précédemment pour $FeF^2$ (5). Nous avons étendu les mesures antérieures à la température de 20° K. (*fig.* 2).

L'apparition autocatalytique de liaisons nouvelles entre les atomes de fer dues aux forces d'échange se fait pour le protoxyde comme pour le fluorure de fer au-dessous de la température $T_\lambda$ du point de transition qu'indique la courbe de la chaleur spécifique en fonction de la température. Il en est de même pour le carbonate ferreux étudié à Leyde par J. Becquerel (6) (d'après les résultats de cet auteur, on peut prévoir que la chaleur spécifique présente une anomalie vers $T_\lambda = 35°$K.). Il en est de même aussi pour le chlorure ferreux ($T_\lambda = 23°,5$K.) étudié à Leyde par Woltjer et Wiersma (7), aux États-Unis par Starr, Bitter et Kaufmann (8), et en U. R. S. S. par Schubnikov et ses collaborateurs (9). Il en résulte une diminution progressive de la susceptibilité magnétique initiale ($\chi_0$ à champ faible) à mesure que la température s'abaisse à partir de $T_\lambda$.

Le phénomène d'antiferromagnétisme est d'autant plus prononcé et la température $T_\lambda$ est d'autant plus élevée, que le milieu est plus concentré en ions ferreux comme le montre l'étude faite à Bellevue de la susceptibilité magnétique des solutions solides FeO-MgO (travail qui sera publié très prochainement), et comme le montre aussi l'étude faite par J. Becquerel du pouvoir

---

(3) CHAUDRON, *Annales de Chimie*, 9e série, **16**, 1921, p. 271.

(4) BÉNARD, *Annales de Chimie*, 11e série, **12**, 1939, p. 25.

(5) H. BIZETTE et B. TSAÏ, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 119.

(6) Supplément à la Notice sur les travaux scientifiques de M. J. Becquerel, Paris, 1943.

(7) *Communications from the physical laboratory of the University of Leiden*, **201** *a*, 1929, p. 3.

(8) *Phys. Rev.*, **58**, 1940, p. 977.

(9) *Phys. Z. Sow. Union*, **7**, 1935, p. 66.

rotatoire magnétique de différentes sidéroses et mésitites (⁶). La présence d'un champ magnétique élevé gêne à très basse température la création de liaisons nouvelles, d'autant plus que le milieu est plus dilué en ions magnétogènes.

Au-dessous de $T_\lambda$ la susceptibilité devient fonction croissante du champ; les variations de $\chi$ en fonction de H sont beaucoup plus prononcées pour le chlorure que pour le carbonate, autrement dit l'action perturbatrice d'un champ magnétique se fait d'autant plus sentir que $T_\lambda$ est plus faible et que les nouvelles liaisons sont moins solides. Cette action perturbatrice donne naissance aux phénomènes auxquels J. Becquerel et Van der Handel d'une part, de Haas et Schultz [10] d'autre part ont donné le nom de métamagnétisme.

Au-dessus de $T_\lambda$, et suffisamment loin de $T_\lambda$, dans le cas d'un composé défini, la susceptibilité suit la loi de Curie-Weiss $\chi_M = C_M/(T+\theta)$; $\theta$ diminue quand $T_\lambda$ diminue, et peut devenir négatif quand $T_\lambda$ est suffisamment faible comme dans le cas du chlorure ferreux.

SPECTROSCOPIE. — *Contribution à l'étude du spectre d'émission de l'azote.* Note de M. **Joseph Janin**, présentée par M. Charles Fabry.

Le spectre du rayonnement émis par l'azote traversé par l'effluve, sous la pression atmosphérique, comprend *essentiellement* le deuxième système positif, la raie interdite $^4S - {}^2P$, les bandes de Vegard-Kaplan et un nouveau spectre de bandes dégradées vers le rouge [1]. Ce nouveau spectre a été aussi observé par Mme et M. L. Herman [2].

Lorsqu'on abaisse progressivement la pression, les bandes V. K. et la raie interdite s'affaiblissent considérablement, tandis que les bandes du deuxième système positif demeurent très fortes, et que le premier système positif ainsi que les bandes négatives deviennent beaucoup plus intenses. Les bandes du quatrième système positif, celles de van der Ziel et le système $\alpha$ signalé par Kaplan et étudié par Herman [2], apparaissent pour des pressions de l'ordre de quelques millimètres de mercure. Le nouveau spectre de bandes dégradées vers le rouge conserve une intensité sensiblement constante, mais les arêtes sont plus nettes à basse pression et leurs longueurs d'onde peuvent être alors mesurées avec une meilleure précision. Ces longueurs d'onde sont rassemblées, avec les nombres d'ondes qui leur correspondent, dans le tableau ci-après, qui permet la

(10) *Journal de physique*, 7e série, **10**, 1939, pp. 7 et 10.

(1) *Communication à la Société Française de Physique*, Section de Lyon, Réunion du 9 juin 1943.

(2) *Communication à la Société Française de Physique*, Section de Lyon, Réunion du 5 mai 1943.

comparaison avec les nombres d'ondes calculés à partir de la formule

$$\nu(\text{cm}^{-1}) = A - (1678,7\,v'' - 13,35\,v''^2 - 0,04\,v''^3),$$

$$A = \begin{cases} 35762,0 \text{ cm}^{-1} \text{ (progression } v' = 0), \\ 36403,0 \text{ cm}^{-1} \text{ (progression } v' = 1). \end{cases}$$

| $v'$... | $v''$... 0. | 1. | 2. | 3. | 4. |
|---|---|---|---|---|---|
| | 2795,44 Å (obs.) | 2932,0 | 3079,92 | 3240,8 | 3416,5 |
| 0..... | 35762,0 cm⁻¹ (obs.) | 34096,4 | 32459,0 | 30847,7 | 29261,4 |
| | 35762,0 cm⁻¹ (calc.) | 34096,6 | 32458,3 | 30847,2 | 29263,4 |
| | 2746,22 | 2877,94 | 3020,34 | 3274,96 | |
| 1..... | 36402,9 | 34736,9 | 33099,2 | 31487,4 | |
| | 36403,0 | 34737,6 | 33099,3 | 31488,2 | |

Les niveaux de vibration associés à l'état $a\,^1\Pi_u$ sont, d'après Birge et Hopfield (3), représentés par l'expression

$$1678,959\,v - 13,3181\,v^2 - 0,035353\,v^3.$$

Ainsi, l'état inférieur des nouvelles bandes doit être réellement identifié avec $a\,^1\Pi_u$.

La structure fine n'a pu être observée que pour les trois bandes 2878, 3020 et 3175 Å. On ne peut donc pas affirmer que les bandes de la première ligne, considérées provisoirement comme représentant la progression $v' = 0$, font certainement partie du même système. Elles pourraient correspondre à un niveau supérieur voisin de celui qui donne naissance aux autres bandes. Toutefois, lorsqu'on fait varier les conditions d'excitation, les neuf bandes évoluent de la même manière.

Les bandes dont la structure a été analysée présentent une première tête intense et une deuxième beaucoup plus faible suivie de raies de rotation peu espacées, sans alternance appréciable des intensités. Les fréquences de ces raies se classent bien suivant celles d'une branche P, pour laquelle la constante de rotation serait $B'_1 = 1,38$ (4). Le niveau supérieur ne serait donc pas un niveau $\Sigma$, car il faudrait alors supposer que l'alternance des intensités se trouve masquée, pour les trois bandes, par une superposition exacte de deux branches. Il s'agirait donc d'un niveau $^{1,3}\Pi_g$ ou $^{1,3}\Delta_g$. Puisque les raies se classent suivant une branche P, l'intervention d'un niveau $\Pi$ semble plus probable que celle d'un niveau $\Delta$.

Si l'on introduit dans le tube à décharge de l'azote contenant un peu d'oxygène, il apparaît, en outre, les bandes NO$\gamma$ et la raie interdite de l'oxygène $^1D_2 - {}^1S_0$ ($\lambda = 5577$ Å), avec une intensité relativement grande. Cette raie se trouve au centre d'une bande diffuse et sa présence semble liée à celle des bandes de Vegard-Kaplan.

(3) *Astrophys. Journ.*, **68**, 1928, pp. 257-278.

(4) Cette valeur a été calculée en utilisant, pour le niveau inférieur, les données de Watson et Koontz (*Phys. Rev.*, **46**, 1934, pp. 32-37).

RAYONS X. — *Structure complexe des taches dans les diagrammes de Laue.* Note de M. **Jean Barraud**, présentée par M. Armand de Gramont.

L'apparition d'une structure complexe dans les taches de Laue de cristaux suffisamment épais a été signalée dès 1913 (¹), (²), (³) et (⁴). Ce phénomène a été étudié depuis sur différents cristaux : calcite, sel de Seignette, NaCl etc. et sur des lames de quartz au repos ou en oscillation piézoélectrique (⁵), (⁶), (⁷) et (⁸). Rappelons sommairement en quoi consiste ce phénomène.

Si l'épaisseur $e$ du cristal est suffisamment grande par rapport au diamètre $\Phi$ du faisceau incident, on constate que les taches de Laue se divisent en deux et quelquefois en trois composantes radiales. La largeur totale du doublet ou du triplet est celle que l'on peut calculer en fonction de $e$ et $\theta$ pour la tache unique que prévoit la théorie élémentaire, mais la largeur des deux composantes extrêmes, $T_E$ et $T_S$, est indépendante de $e$ et de $\theta$, et seule leur distance varie dans le même sens que ces quantités. La composante intermédiaire $T_I$, qui n'apparaît pas toujours et qui est en général beaucoup moins nette, se prête moins bien à une étude précise. On explique en général les composantes extrêmes en admettant que le pouvoir réflecteur est beaucoup plus grand dans les couches superficielles qu'à l'intérieur du cristal, ce pouvoir réflecteur étant d'ailleurs fonction de l'état des faces (naturelles, doucies, polies, corrodées...). La composante $T_E$ est ainsi attribuée à la face d'entrée, la composante $T_S$ à la face de sortie. Murdock (⁸) explique la troisième composante en admettant que dans le cristal supposé « idéalement parfait, sauf près des faces où il est presque idéalement imparfait », le pinceau réfléchi sous l'angle de Bragg (direction OB) subit une série de réflexions totales qui, tout en lui conservant une direction de propagation alternativement parallèle à OA et à OB, maintiennent toute l'énergie dans une zone étroite voisine de la droite OC parallèle aux plans réflecteurs. Il en est de même pour le pinceau dirigé à l'origine suivant OA. On voit donc que l'on aura en C deux pinceaux C$c'$ et C$c$ qui transportent une énergie d'autant plus importante que l'intérieur du cristal est plus parfait (*fig.* 1, d'après Murdock).

Nous avons fait quelques expériences qui apportent une nouvelle confirmation à ces hypothèses.

A. *Localisation des zones de pouvoir réflecteur élevé dans les couches superficielles.* — Nous avons utilisé un prisme de quartz d'angle $\alpha \sim 20°$, disposé

---

(¹) C. G. Barkla et G. H. Martyn, *Nature*, 90, 1913, p. 647.

(²) E. Hupka et W. Steinhaus, *Nature*, 91, 1913, p. 10.

(³) M. de Broglie, *Comptes rendus*, 156, 1913, pp. 1153-1155.

(⁴) M. de Broglie et F. A. Lindemann, *Comptes rendus*, 156, 1913, pp. 1461-1463.

(⁵) S. Nishikawa, Y. Sakisaka et I. Sumoto, *Sc. Papers Inst. Phys. Chim. Research*, Tokyo, 25, 1934, pp. 20-30.

(⁶) C. S. Barrett et C. E. Howe, *Phys. Rev.*, 39, 1932, pp. 889-897.

(⁷) J. M. Cork, *Phys. Rev.*, 42, 1932, pp. 749-752.

(⁸) C. C. Murdok, *Phys. Rev.*, 45, 1934, pp. 117-118.

comme le montre la figure 2. Il est facile de prévoir la forme et la position des composantes du doublet dans l'hypothèse que seule une couche superficielle mince contribue d'une façon importante à la réflexion :

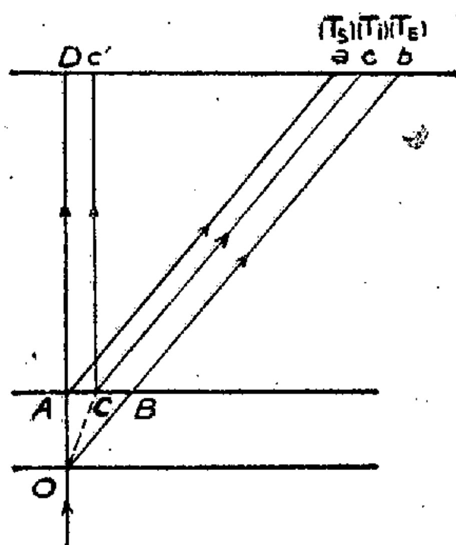



Fig. 1

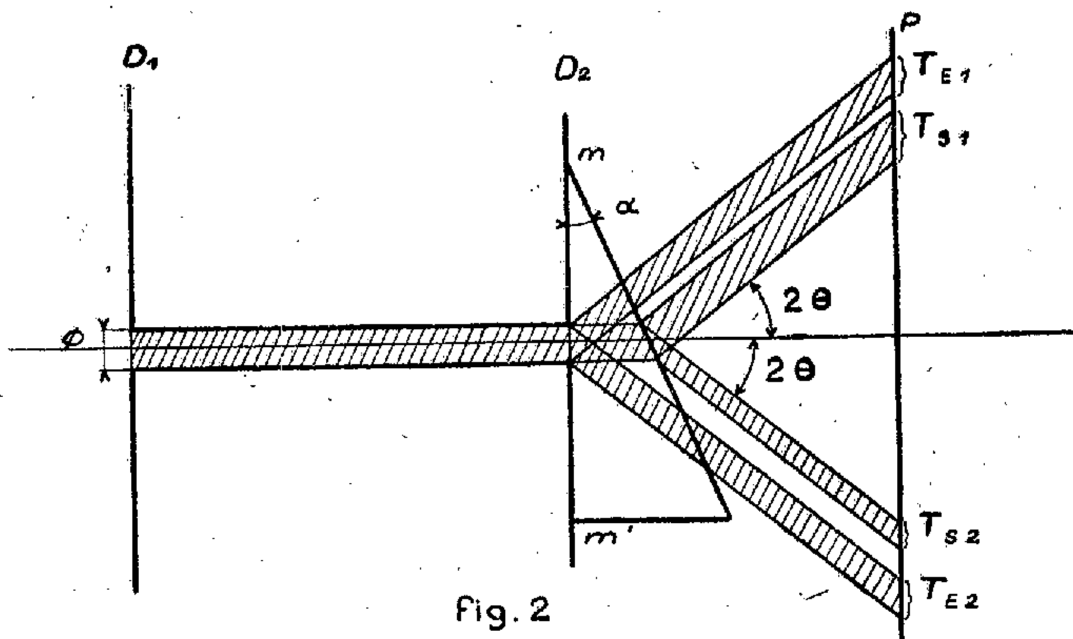



Fig. 2

1° Dans le plan de section droite du prisme (plan de figure), on voit facilement :

*a*. que la largeur de la composante $T_E$ doit rester constante quels que soient *e* et $\theta$;

*b*. que l'on doit avoir pour deux directions symétriques par rapport au faisceau incident $T_{S_1} > T_{S_2}$;

*c*. que la distance des centres des composantes $T_E$ et $T_S$ doit rester la même pour deux valeurs symétriques de $\theta$.

2° Dans un plan de réflexion (défini par le faisceau incident et le faisceau réfléchi) faisant un angle $\omega$ avec le plan de section droite, la forme et l'orientation de $T_E$ doivent être indépendantes de $\omega$. $T_S$ est approximativement une ellipse dont le grand axe doit faire avec la droite qui joint son centre à celui du diagramme un angle fonction de $\omega$.

A l'approximation près, due au fait que le faisceau incident n'est pas rigoureusement cylindrique, nos clichés ont vérifié ces conclusions. La variation de la direction du grand axe de $T_S$ en fonction de $\omega$ est particulièrement frappante et peut être considérée comme une vérification importante de la localisation d'une région de pouvoir réflecteur élevé dans les couches superficielles.

Dans les cas où $T_I$ est suffisamment nette, il semble bien que la direction de son grand axe soit fonction de l'angle $\omega$, comme on peut le prévoir à partir de l'explication de Murdock qui place la dernière réflexion du faisceau correspondant à cette composante dans la face de sortie; toutefois, les observations que nous avons pu faire ne sont pas assez nettes pour permettre une conclusion définitive.

B. *Influence de l'état des faces sur* $T_E$ *et* $T_S$ *et de l'état de la masse du cristal sur* $T_I$. — Nous avons pris deux diagrammes avec une lame de calcite de

$10^{mm}$ d'épaisseur. L'une des faces était un clivage récent, l'autre un clivage ancien. Le clivage ancien a été pris comme face d'entrée pour l'un des diagrammes et comme face de sortie, pour l'autre diagramme. Les trois composantes apparaissent très nettement. La composante intermédiaire et celle qui correspond au clivage ancien sont, dans les deux cas, beaucoup plus intenses que l'autre. Ce fait est en accord avec la grande perfection cristalline attribuée à la calcite, avec la destruction de cette perfection au voisinage des clivages anciens et avec la localisation de l'origine de $T_E$ et de $T_S$ dans les couches superficielles ainsi que de celle de $T_I$ dans la masse du cristal.

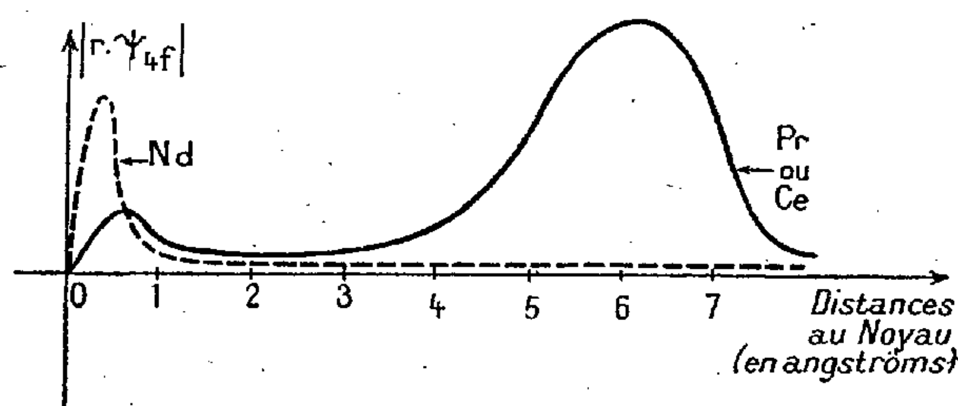
CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur une application de la mécanique broglienne à l'étude des propriétés chimiques des éléments des terres rares et des transuraniens.* Note de M. **Raymond Daudel.**

Goeppert Mayer (¹) a étudié la possibilité de l'existence d'un groupe analogue à celui des terres rares dans la septième période.

A cet effet l'auteur a déterminé les énergies et les fonctions d'onde de divers électrons des atomes à l'aide d'une méthode qui s'appuie sur la statistique de Fermi-Dirac.

La même méthode fournit des renseignements théoriques très intéressants relatifs aux propriétés chimiques des éléments des terres rares et des transuraniens.

*Fait théorique essentiel.* — Quand on néglige l'interaction internégatonique, il apparaît que la distance la plus probable d'un négaton au noyau est une




fonction croissante du nombre qui définit la couche à laquelle il appartient. Lorsque l'on tient compte de cette interaction, on s'aperçoit qu'*un négaton d'une couche superficielle peut se situer dans une région très profonde de l'atome* et *vice et versa.*

C'est ainsi que, pour le cérium et le praséodyme, les négatons $4f$ sont quasi superficiels, tandis qu'ils deviennent très internes dès qu'on passe à l'élément suivant comme le montrent les courbes ci-dessus. (Cette propriété s'étend aux autres terres rares.) Par contre pour tous les transuraniens les trois négatons $5f$ sont internes.

(¹) *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 184.

*Conséquence du point de vue chimique.* — Dans le cas du cérium et du praséodyme les négatons $4f$ peuvent intervenir dans les phénomènes de valence. Celle-ci doit donc pouvoir dépasser 3 et atteindre 4 pour Ce et 5 pour Pr. (C'est précisément ce qui se produit pour les dérivés cériques et pour l'oxyde noir de praséodyme $Pr_6O_{11}$.)

Par contre, pour les autres éléments des terres rares, les négatons $4f$ ne pouvant intervenir dans les phénomènes de valence, celle-ci ne devrait pas pouvoir dépasser 3. Seul le cas du terbium pourrait être considéré comme faisant exception à cette règle. Mais l'oxyde $TbO_2$, qui semble en effet lui faire correspondre la valence 4, peut contenir un pont d'oxygène, le terbium s'y trouvant à la valence normale 3.

De plus, puisque dans la période 7 les négatons $5f$ sont toujours internes, il faut penser que *pour tous les éléments voisins* que l'on pourrait appeler *uranides* (*cf.* lanthanides) la valence ne peut pas dépasser 6. Si ce résultat était conforme à la réalité, la différence qui existe entre le lanthane et le cérium ne se reproduirait pas entre l'uranium et le neptunium (élément 93). Il resterait moins aisé de séparer Np de U que d'effectuer cette même opération sur un mélange de lanthane et de cérium.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur le dosage de l'azote par la méthode du bombardement ionique du fer nitruré.* Note de MM. **Léon Moreau** et **Georges Chaudron**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons montré que l'on peut extraire, par bombardement ionique, l'azote dissous en solution solide dans différents métaux et alliages ([1]). Ce dégazage, qui s'effectue à la température ordinaire, est quantitatif, car les résultats sont en très bon accord avec ceux qu'on a obtenus par l'analyse chimique (méthode dérivée de celle de Kjeldahl) ([2]).

Dans les expériences que nous allons décrire, nous avons appliqué les mêmes procédés de dosage de l'azote à du fer que nous avons nitruré par chauffage à 650° dans l'ammoniac. Les échantillons que nous avons analysés contenaient donc de l'azote en solution solide et du nitrure $Fe^4N$ en phase séparée.

Dans ce cas nous avons constaté que la méthode du bombardement, qui laisse l'échantillon à la température ordinaire, ne permet d'extraire qu'une fraction de l'azote total, soit, dans notre expérience, $245^{cm^3}$ d'azote sur $2000^{cm^3}$ environ (voir tableau I). Il faut remarquer que, pendant le départ partiel de l'azote, l'hydrogène dissous s'est dégagé en totalité, soit $115^{cm^3}$ pour $100^g$.

([1]) Léon Moreau, Georges Chaudron et Albert Portevin, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 212.
([2]) Léon Moreau, *ibid.*, 213, 1941, p. 732.

TABLEAU I. — *Dégazage d'un échantillon de fer nitruré.*

| Opérations effectuées. | Volumes extraits en cm³ pour 100g. N². | H². |
|---|---|---|
| Dégazage initial de l'échantillon (à froid par bombardement ionique) | 245 | 115 |
| Dégazage après chargement en H² | 40 | 139 |
| » 2e chargement en H² | 51 | 170 |
| » 3e » | 4 | 210 |
| » 4e » | 0 | 225 |
| Chauffage sous vide à 900° | 1520 | 0 |
| Dégazage par bombardement ionique | 0 | 0 |
| Dosage de l'azote par voie chimique | 10 | — |

Nous avons alors rechargé l'échantillon en hydrogène par électrolyse. On constate que l'on peut reprendre l'extraction de l'azote par bombardement. Nous avons répété plusieurs fois cette opération. On peut supposer qu'on épuise ainsi tout l'azote en solution solide, car le quatrième chargement ne permet plus de déceler un départ sensible d'azote. Pourtant l'échantillon contient encore des aiguilles de nitrure qui représentent $1520^{cm^3}$ et que l'on peut doser chimiquement ou par décomposition à 900° dans le vide (voir tableau I). La diffusion de l'hydrogène dans le réseau du fer entraînerait donc celle de l'azote. Les deux séries d'expériences résumées dans le tableau II démontrent bien l'exactitude de cette interprétation; dans ces essais nous montrons que l'azote en solution solide ne peut cheminer à froid en l'absence d'hydrogène puisque la méthode du bombardement ne permet pas de l'extraire.

Nous avons utilisé deux échantillons de fer nitruré A et B (voir tableau II) dont nous connaissons les teneurs totales en azote. B est un échantillon qui a été préparé de la même façon que A, mais il a été débarrassé, par sciage, de sa pellicule superficielle riche en eutectique $Fe^4N$—Fe.

TABLEAU II. — *Dégazage d'échantillons de fer nitruré.*

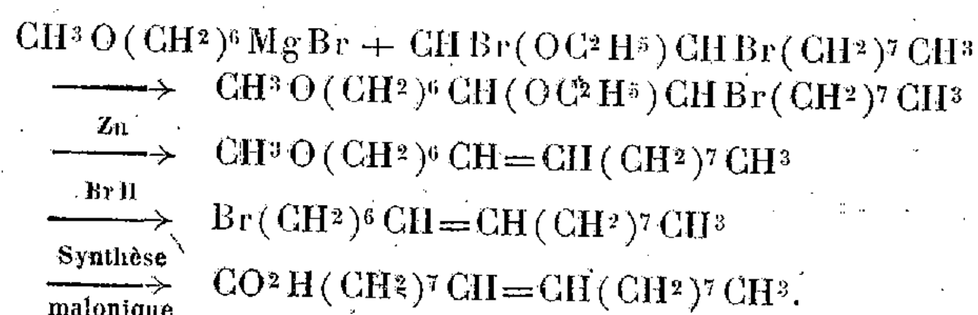
[A = N² % = 1,23 ou ($984^{cm^3}$ N² pour 100g); B = N² % = 0,82 ou ($656^{cm^3}$ N² pour 10 g)].

| Opérations effectuées. | Échantillon A N². | H². | Échantillon B N². | H². |
|---|---|---|---|---|
| 1. Dégazage à froid (par bombardement ionique) | 214 | 78 | 607 (1 et 2) | 45 (1 et 2) |
| 2. Chauffage sous vide à 900-950° | 742 | 37 | | |
| 3. Dégazage à froid (par bombardement ionique) | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 4. Bombardement ionique après chargement de l'échantillon en H² (par électrolyse) | 34 | 114 | 47 | 94,5 |
| 5. Chauffage sous vide à 900-950° | 0 | 0 | 0 | 0 |
| Dosage chimique de l'azote restant | 7 | — | 0 | — |
| Bilan en azote des opérations | 997 | | 654 | |

Par dégazage, par bombardement puis par chauffage dans le vide à 900°, opérations n$^{os}$ 1 et 2 du tableau II, on extrait tout l'hydrogène des échantillons et également la totalité de l'azote existant sous forme de nitrure. On constate, opération n° 3, que le bombardement ne permet plus d'observer un dégazage appréciable. Mais après chargement en hydrogène, opération n° 4, on extrait tout l'azote qui était resté en solution solide. La précision des dosages permet d'établir un bilan en azote de toutes ces opérations successives à moins de 1 % près. L'exactitude du dosage de l'azote par la méthode du bombardement implique donc la mise en solution solide des nitrures et la présence, dans l'échantillon d'une certaine quantité d'hydrogène. On peut, en appliquant sur un même échantillon les deux méthodes de dosage, distinguer l'azote en solution solide de l'azote combiné à l'état de nitrure.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelle synthèse des acides oléique et élaïdique.* Note de M. **Pierre Baudart**, présentée par M. Marcel Delépine.

Cette synthèse est basée sur la condensation du magnésien du méthoxy-1 bromo-6 hexane avec l'éther bromoéthylique de l'α-bromodécanal (éthoxy-1 dibromo-1-2 décane) et réduction du produit obtenu; une suite de réactions classiques conduit alors aux acides oléique-élaïdique. C'est une extension de la méthode de Dyskra, Lewis et Boord [1] de synthèse des oléfines, méthode qui a déjà permis à Noller et Bannerot [2] d'effectuer une synthèse de l'acide oléique. La présente technique, bien qu'étant un peu plus complexe que celle de Noller et Bannerot, a un caractère plus général quant à ses applications. Par le simple choix des molécules antagonistes, il doit être possible d'obtenir un grand nombre d'acides éthyléniques. La suite des réactions se schématise comme il suit :




*Méthoxy-1 bromo-6 hexane* obtenu par la technique de Dionneau [3] à partir du 1.6-dibromohexane, lui-même préparé à partir de l'adipate de méthyle [4].

*Décanal* préparé par oxydation de l'alcool caprique suivant la méthode de Moureu et Mignonac [5].

*Éthoxy-1 dibromo-1.2 décane.* 18$^g$ de décanal mélangés à 5$^g$,3 d'éthanol et traités à 0°

---

(1) *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3396.
(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 1563.
(3) *Comptes rendus*, 145, 1907, p. 127.
(4) A. Müller et A. Sauerwald, *Sitzungsberichte Wien*, 136, 1927, (2B), p. 521.
(5) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 29, 1921, p. 88.

par 18g de Br. Le produit obtenu, séparé de la couche aqueuse et séché sur $CaCl^2$, est utilisé immédiatement sans autre purification.

*Méthoxy-1 hexadécène-7.* Le précédent, en solution éthérée, traité par 30g (excès) de magnésien de méthoxy-1 bromo-6 hexane à — 5°-0°. Le produit brut (méthoxy-1 éthoxy-7 bromo-8 hexadécane), obtenu après les traitements d'usage, est dissous dans 50cm d'alcool *n*-butylique, et le tout porté 5 heures à l'ébullition avec 30g de Zn pulvérisé. Après reprise par l'eau acidulée, élimination du solvant et deux rectifications, 9g de produit ($É_3$ 145-150°) sont obtenus.

*Bromo-1 hexadécène-7.* Le précédent est bromé dans l'éther, puis traité à 80-100° par BrH sec jusqu'à saturation. Le produit est ensuite débromé avec ménagement par Zn dans l'éthanol, puis rectifié (8g : $E_{0,8}$ 138-144°).

*Acides oléique et élaïdique.* Le précédent, transformé en dérivé iodé par INa dans l'acétone, est traité par le malonate d'éthyle sodé (dans l'alcool *n*-butylique). Après saponification et décarboxylation du produit brut, deux rectifications fournissent 4g de produit acide ($E_{0,8}$ 180-185°) constitué par un mélange d'acides oléique et élaïdique. Ils ont été séparés par les savons de Pb dans l'alcool, donnant : 65 % environ d'acide élaïdique (F 43-44°) et 35 % d'acide oléique (F de l'ester *p*-bromophénacyclé 44-45°). Le point de fusion des mélanges avec les dérivés correspondants du produit naturel s'effectue sans dépression.

CHIMIE VÉGÉTALE ET TECHNOLOGIE. — *Relation entre le taux de pentosanes et la résistance dynamométrique de la filasse du Genêt d'Espagne* (Spartium Junceum *L.*). Note de MM. **Frédéric Maillard**, **Jacques Leonhart** et **Joseph Szymanek**, présentée par M. Maurice Javillier.

La teneur en pentosanes de diverses matières textiles végétales a déjà fait l'objet de quelques études. H. Kempf [1] a essayé de caractériser le degré de dégommage du Genêt à balai (*Sarothamnus scoparius* Koch) par la détermination du taux en pentosanes de la filasse obtenue après traitement de la plante par la soude caustique. Il observa que le taux de pentosanes était d'autant plus bas que la concentration du bain de soude utilisé pour le dégommage était plus élevée. Il signala également que le taux de pentosanes décroît avec la durée du traitement, ce second facteur ayant toutefois une influence plus faible que la concentration en soude caustique. S. G. Barker [2] a recherché la teneur totale en pentosanes des filasses de jute, de lin, de ramie et des fibres de coton. Son collaborateur Normann a constaté que l'élimination de la xylane des filasses se fait d'autant mieux que la concentration du bain de soude caustique servant au traitement d'extraction des fibres est plus élevée. C'est ainsi qu'en variant cette concentration de 0,5 à 10 %, la perte de xylane passe de 1,23 à 12,23 % de la teneur totale en xylane. Ces résultats confirment ceux qu'a obtenus H. Kempf.

---

[1] *Mitteilungen des deutschen Forschungsinstitut für Textilstoffen in Karlsruhe*, 1918.

[2] *The Journal of The Textile Institute*, 21, 1939, n° 9, p. 285.

Toutefois, aucun auteur n'a établi de rapport entre le taux en pentosanes des fibres et leur résistance dynamométrique, S. G. Barker niant même la possibilité d'un tel rapport (it is obvious from the above figure that it is not possible to deduce the resistance of the cellulose aggregat from the xylan content alone).

Nous avons repris l'étude du taux en pentosanes des fibres végétales, en commençant par la filasse du Genêt d'Espagne (*Spartium Junceum* L.). S. G. Barker n'ayant pas donné sa méthode d'analyse, nous avons adopté le mode opératoire de Tollens et Krober ([3]), utilisé précédemment par H. Kempf. Cette méthode conventionnelle est basée sur l'attaque de la filasse finement hachée par une solution d'acide chlorhydrique à 12 %, à l'ébullition, ce qui provoque une furfurolisation des pentosanes. Le furfurol recueilli par distillation est précipité par une solution chlorhydrique de phloroglucine à 5 ‰. Le précipité de phloroglucide de furfurol obtenu est pesé et l'on déduit de son poids, au moyen de tableaux publiés par Tollens et Krober, la quantité correspondante de pentosanes.

La méthode étant conventionnelle, il est indispensable d'opérer toujours dans des conditions identiques, et notamment sur un même volume ($300^{cm^3}$) de distillat. Cette quantité s'est toujours révélée très suffisante dans tous nos essais, malgré les grandes variations des taux de pentosanes. Nous l'avons vérifiée en examinant les résidus après chaque distillation : nous n'y avons jamais trouvé trace d'aucune pentosane. De même, la dernière partie du distillat s'est toujours montrée exempte de furfurol. Enfin, le filtrat obtenu après précipitation du phloroglucide de furfurol ne donne lieu à aucun précipité, même après 48 heures de repos.

Les différentes filasses de Genêt d'Espagne analysées sous le rapport de leur taux de pentosanes ont été, parallèlement, étudiées au point de vue de leur résistance dynamométrique, par la méthode classique, aboutissant à la détermination de leur longueur de rupture.

Les résultats obtenus sur 13 échantillons de provenances, de qualités et d'âges divers, sont groupés dans le tableau suivant.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Longueur de rupture (en km) | 47,5 | 46 | 46 | 43,6 | 31,1 | 31,1 | 30,9 |
| Taux % de pentosanes ([a]) | 7,90 | 8,06 | 9,23 | 9,44 | 9,79 | 9,82 | 9,36 |
| Longueur de rupture en (km) | 30,5 | 26,7 | 22,7 | 20,7 | 17,2 | | 14 |
| Taux % de pentosanes ([a]) | 10,28 | 11,40 | 11,28 | 13,14 | 14,76 | | 15,85 |

([a]) rapporté à la matière sèche.

L'examen des chiffres du tableau montre nettement que le taux en pentosanes des filasses varie en raison inverse de leur résistance dynamométrique, ce qui, certainement, indique une relation entre ces deux facteurs.

([3]) *Journal für Landwirtschaft*, **48**, 1900, p. 379.

HISTOLOGIE. — *Sur les neurones du Poulpe* (Octopus vulgaris *Lam.*). Note de MM. **Dimitri Bogoraze** et **Pierre Cazal**, présentée par M. Charles Pérez.

L'étude du système nerveux du Poulpe par les techniques histologiques employées actuellement dans l'examen du névraxe des Vertébrés montre deux types de neurones.

I. *Les neurones plasmochromes ou Somatochromes de Nissl.* — Ce sont de grands neurones (80 à $100^{\mu}$ de long). Le noyau est semblable dans toutes ces cellules (10 à $25^{\mu}$). Il est pâle, vésiculeux, centré par un beau nucléole avec un très fin réseau chromatique à larges mailles. Autour du noyau on constate souvent quelques grains chromatiques. Le cytoplasme est rempli par la substance de Nissl.

Ces grands neurones sont unipolaires. Ils se prolongent par un axone volumineux de 5 à $6^{\mu}$ de diamètre. Celui-ci traverse la couche cellulaire périphérique, va dans le neuropile et, tantôt il reste unique, passant directement dans un nerf, tantôt il se divise en deux ou trois branches.

II. *Les neurones caryochromes ou « grains ».* — Ce sont de petits neurones (4 à $9^{\mu}$). Leur noyau se teint fortement par les colorations nucléaires; leur cytoplasme ne forme qu'une fine bande claire autour du noyau. Ces neurones sont mono, bi ou tripolaires.

Parmi ceux-ci distinguons trois types : le type chromophile, le type frontal et le type optique.

*a. Les grains chromophiles* ont un noyau compact, arrondi, petit (4 à $6^{\mu}$), prenant fortement les colorants; son réseau chromatique est assez dense, très foncé, et il présente des épaississements. Leur cytoplasme très pâle est réduit à une petite pointe coiffant une extrémité du noyau.

Ces éléments, tassés les uns contre les autres, forment la *zone chromophile parvocellulaire* (1). Au sein de cette zone se voient des neurones plasmochromes. De la pointe cytoplasmique se détache un axone particulier, fin et moniliforme. Ces petits neurones semblent appartenir à des centres supérieurs d'association.

*b. Les grains frontaux* sont plus grands (6,5 à $9^{\mu}$). Leur noyau est peu chromophile, son réseau chromatique est lâche et flou, apparaissant mal sur un fond légèrement teinté. Au centre du noyau on voit un nucléole très petit, bien net. Leur cytoplasme peu abondant, faiblement métachromatique, se termine en une pointe effilée; c'est le point d'insertion de l'axone. Ces éléments forment une couche mince, localisée aux lobes frontaux. Leur axone est plus épais que celui des grains chromophiles, de calibre homogène. Il se bifurque à une certaine distance du noyau.

*c. Les grains optiques* forment deux couches minces à la périphérie du lobe optique; c'est la rétine interne de Cajal.

---

(1) D. Bogoraze et P. Cazal, *Bull. Inst. Océan.*, n° 846, 8 juillet 1943, pp. 1-8.

Tous les neurones sont en général disposés sur plusieurs couches à la périphérie du ganglion. Leur taille croît de dedans en dehors. Leurs axones sont tournés vers le centre; ils forment le neuropile dont ils sont le principal constituant. Celui-ci contient peu de noyaux. Dans les lobes optiques cependant les neurones se groupent en gaine autour des vaisseaux. Cela se trouve parfois dans les couches périphériques des ganglions nerveux. Nous pensons que cette disposition des neurones est due à des causes trophiques.

Le collier œsophagien paraît provenir de la coalescence de plusieurs ganglions élémentaires. La structure des lobes optiques diffère sensiblement de celle des ganglions. Cajal a distingué une rétine interne, un ganglion optique, un ganglion pédonculaire; à cet ensemble nous avons ajouté la glande pédonculaire (2).

Les constituants cytoplasmiques des neurones sont ceux de tous les neurones, mais ils revêtent ici une netteté particulière.

*La substance de Nissl* forme dans les grands neurones des plaques basophiles de taille variable ou bien borde la cellule. Dans les petits neurones, les corps de Nissl se trouvent à la périphérie de la cellule; les grains chromophiles n'en contiennent pas; les grains frontaux et optiques n'en présentent que très peu. Dans ces derniers cas la substance de Nissl s'accumule à la naissance du prolongement axonique.

*Le Chondriome* mis en évidence par la méthode de Altmann est représenté dans les grands neurones par de fines mitochondries groupées autour du noyau; parfois de gros blocs fuchsinophiles, dont la signification est hypothétique, sont disséminés dans tout le cytoplasme; c'est ce que montrent les neurones du ganglion pédonculaire.

*Le Dictyome*, après fixation à l'Hirschler G, est représenté par des dictyosomes variant de 1 à $2^{\mu},5$, souvent en forme d'écailles, avec une portion noire et une portion plus claire. Les dictyosomes réunis en plusieurs groupes se disposent en couronne autour du noyau, d'autres forment des amas en général à la naissance de l'axone.

*Les neurofibrilles intracytoplasmiques* sont facilement mises en évidence dans le péricaryone comme dans l'axone.

*Le réseau interne* est plus ou moins complexe suivant la taille de la cellule. Dans les petits neurones (10 à $12^{\mu}$) du ganglion pédonculaire, le réseau interne est un filament contourné, très mince en certains endroits, assez épais en d'autres ($0,5$ à $1^{\mu}$); il forme parfois une boucle dont les deux extrémités sont libres; parfois les extrémités se joignent formant une double boucle en 8. Dans les grands neurones du ganglion pédonculaire, le réseau est formé de filaments tendus entre un pôle apical situé près de la naissance de l'axone et un pôle basal placé du côté opposé; entre ces pôles le réseau se complète par des fibres

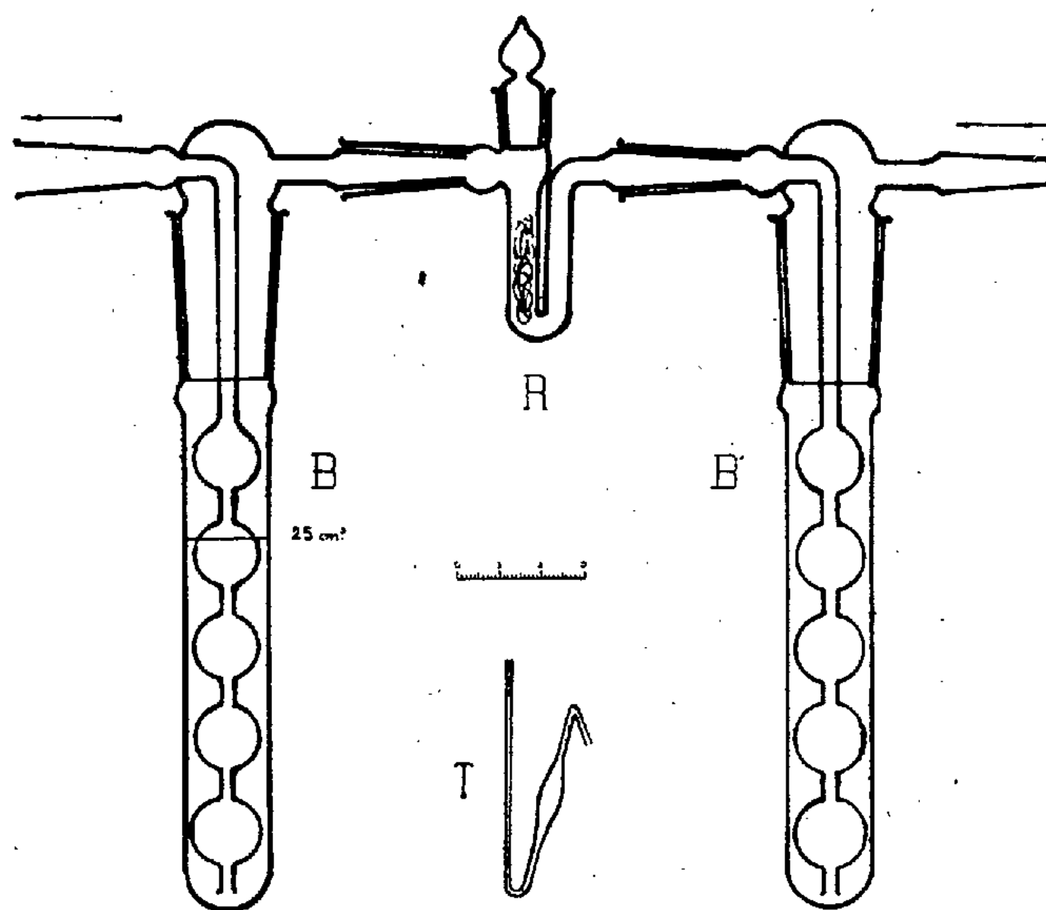
(2) D. BOGORAZE et P. CAZAL, *ibid.*, n° 847, 10 juillet 1943, pp. 1-10.

plus fines. Dans les neurones de la masse sous-œsophagienne, le réseau a l'aspect de mailles polygonales disposées autour d'un noyau. Nous pensons que l'aspect du réseau n'a rien de commun avec l'aspect pseudo-réticulaire du dictyome. Nous n'avons pas vu de relations entre la glie sattelite et le réseau interne, bien que nous soyons arrivés à imprégner les deux simultanément.

CHIMIE BIOLOGIQUE ANALYTIQUE. — *Microméthode de dosage de l'alcool dans le sang prélevé sur le vivant.* Note de M. **Henri Griffon**, présentée par M. Maurice Javillier.

Les biochimistes disposent, pour déterminer la teneur du sang en alcool, des excellentes microméthodes de Nicloux ([1]) et de Widmark ([2]). La nôtre ([3]), d'une exactitude du même ordre, est d'une exécution simple et rapide.

*Principe.* — Le sang, prélevé par piqûre du lobe de l'oreille ou du doigt, à l'aide d'une pipette capillaire de E. Widmark, est introduit dans l'appareil




R, tube récepteur du sang; B, barboteur à mélange nitro-chromique; B', barboteur pour la purification de l'air; T, pipette de E. Widmark.

où il est porté à 100° et soumis à un courant d'air qui entraîne l'alcool et le fixe par barbotage dans une solution nitrochromique titrée en excès. L'alcool, au fur et à mesure de son arrivée, est oxydé quantitativement jusqu'au terme

(1) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 13, 1931, p. 857; 16, 1934, p. 1314.

(2) *Biochem. Z.*, 131, 1922, p. 473.

(3) Établie avec la collaboration de M^lle R. Nantas et de M. R. Le Breton, et avec l'aide de l'Institut National d'Hygiène.

acide acétique, selon H. Cordebard (4). Un dosage en retour indique le volume de liqueur chromique consommé, d'où la teneur du sang en alcool.

La pipette est préalablement remplie de liquoïde (polyanétholsulfonate de sodium), anticoagulant très actif, à 1 %, puis égouttée et séchée.

*Technique.* — Introduire la prise de sang ($0^{cm^3},1$ ou $100^{mg}$ environ), exactement déterminée, dans la plus large branche du tube R taré, garnie d'un tampon de coton de verre fin destiné à rendre le sang perméable au courant d'air. Obturer le tube avec son bouchon rodé humecté d'eau et l'adapter au barboteur B contenant $5^{cm^3}$ de liqueur nitrochromique 0,02 N (solution dans l'acide nitrique pur de bichromate de potassium à $4^g,9$ par litre, diluée cinq fois avec de l'acide nitrique et conservée non hermétiquement close). Adapter également sur le tube un barboteur semblable B' contenant $5^{cm^3}$ de mélange sulfochromique (bichromate de potassium à 5 % et acide sulfurique à parties égales), destiné à retenir les substances volatiles réductrices contenues éventuellement dans l'air.

Le tube R étant plongé verticalement dans un bain d'eau à 100° ou dans la fiole à évaporation rapide Griffon-Le Breton (5), incliner les deux barboteurs à 35° et faire passer un courant d'air (2 bulles par seconde; $2^l$ d'air au total) pendant 55 minutes. Détacher le barboteur B et introduire par le tube latéral 3 à $4^{cm^3}$ d'eau pour rincer l'intérieur du bouchon afin de recueillir les vapeurs condensées. Mêler, attendre 2 minutes, retirer le tube enveloppe. Rincer l'extérieur et l'intérieur du tube à boules avec assez d'eau pour que le mélange chromique dilué atteigne $25^{cm^3}$. Ajouter $10^{cm^3}$ de KI à 1 %, agiter, attendre 1 minute et titrer l'iode libéré avec la solution de thiosulfate de sodium 0,02 N. Soit $n$ le volume de solution titrée utilisée. Si $n'$ est le volume de solution de thiosulfate correspondant à $5^{cm^3}$ de solution nitrochromique et $p$ le volume (en $^{cm^3}$) ou le poids (en g) de la prise d'essai, $(n' - n) \times 0,23/p =$ teneur en alcool, en grammes, par litre ou kilo de sang.

*Justifications.* — *a.* Les teneurs en alcool obtenues sur $100^{mg}$ de sang de mouton additionné d'alcool et de sang de cobaye ayant ingéré de l'alcool, montrent que l'erreur maximum de la méthode qui dose de 0,01 à $1^{mg}$ d'alcool dans la prise d'essai ne dépasse pas sensiblement ± 2,5 % par rapport aux teneurs de référence (microdosage de M. Nicloux, de 1931, $10^{cm^3}$ de sang).

| Alcool en g/litre. — Nicloux. | Méthode proposée. | Erreur %. | Observations. |
|---|---|---|---|
| 1,40 | 1,38 | −1,4 | Sang de mouton + alcool |
| 2,16 | 2,20 | +2,0 | Sang de cobaye ivre |
| 2,77 | 2,70 | −2,5 | Sang de mouton + alcool |
| 4,70 | 4,83 | +2,7 | Sang de mouton + alcool |
| 5,60 | 5,75 | +2,6 | Sang de cobaye ivre |
| 10,2 | 10,00 | −2,0 | Sang de mouton + alcool |

*b.* Le sang humain provenant de sujets n'absorbant jamais de boissons alcooliques, a donné des valeurs du même ordre de grandeur qu'avec la méthode de Nicloux : au maximum $0^g,1$ par litre. Il en a été de même pour le cobaye, le bœuf et le mouton.

(4) *L'oxydation chromique en analyse quantitative* (Soc. Ed. Typ., Nancy, 1942).
(5) *J. Pharm. Chim.*, **28**, 1938, p. 49.

*c.* L'influence des matières volatiles réductrices normales du sang est faible et reste dans les limites des erreurs; il n'en sera plus de même pour le sang des diabétiques, la présence de quantités sensibles d'acétone rendant les résultats incertains. Mais ces cas très rares ne peuvent amoindrir la portée générale de la méthode, un examen des sujets devant les dépister facilement.

*d.* La teneur en alcool des échantillons de sang prélevés dans des pipettes de Widmark garnies de liquoïde et obturées à l'aide de capuchons de caoutchouc, ne présente aucune variation sensible pendant 5 jours de conservation à 25°.

*e.* La durée d'exécution d'un dosage est de 1 *heure environ*, comprenant 5 *à* 8 *minutes de travail effectif*. Cette méthode, qui ne recourt pas aux distillations habituelles et met à profit l'oxydation quantitative et instantanée de l'alcool, se prête excellemment aux déterminations en série. Elle est susceptible de rendre des services pour les recherches de biochimie et le diagnostic de l'ivresse.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Rôle du cuivre dans l'utilisation de l'acide ascorbique par le Cobaye.* Note [1] de MM. **Edmond Lesné**, **Michel Polonovski** et **Sotirios Briskas**, présentée par M. Maurice Javillier.

On sait que le scorbut expérimental et clinique est susceptible d'être amendé par un apport suffisant en vitamine C, et que ce facteur, donné préventivement, empêche l'apparition de ces phénomènes de carence.

A la suite des travaux de Szent Györgyi et de Kubowitz sur l'oxydo-réduction de l'acide ascorbique, on admet que le cuivre intervient, notamment sous forme de coenzyme de l'ascorbodéhydrase dans le processus de transport de l'hydrogène par des composés à structure diénolique du type de la vitamine C. Cette hypothèse nous a amenés à rechercher l'action de cet ion métallique sur les phénomènes d'avitaminose C.

Nous avons, à cet effet, expérimenté sur des Cobayes, soumis à un régime scorbutigène. Dans chaque série d'expériences quinze Cobayes de poids très voisins (210 à 280$^{g}$) furent répartis en trois lots, chacun d'eux logé dans une cage métallique, exempte de cuivre.

La totalité de ces animaux en expérience, à l'exception de deux témoins laissés à un régime entièrement normal et équilibré, furent soumis au régime scorbutigène de Mouriquand et Michel [2]. Mais un lot (2 Cobayes) reçut en même temps, et dès le début, un apport bi-hebdomadaire de 0$^{mg}$,025 d'acide ascorbique. Un second lot (4 Cobayes) reçut d'abord, dès le début, deux fois par semaine, puis tous les deux jours, 0$^{mg}$,025 de sulfate de cuivre per os.

Les animaux de ces deux lots restèrent, comme les témoins, indemnes de toutes les manifestations osseuses, articulaires ou hémorragiques.

---

(1) Séance du 18 octobre 1943.

(2) *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 654. Ce régime n'apporte pas quotidiennement au Cobaye plus de 002γ de cuivre.

Les neuf Cobayes formant le troisième lot, présentèrent, seuls, au bout du 17e jour, des symptômes très nets de carence en vitamine C, en particulier de la douleur provoquée à la pression des extrémités épiphysaires, surtout au niveau des membres postérieurs, ainsi qu'un gonflement articulaire. Certains présentèrent même des hémorragies sous-cutanées plantaires. La radiographie révèle à cette date, chez ces neuf Cobayes carencés, une décalcification plus ou moins accentuée des épiphyses fémorales et tibiales, avec gonflement articulaire et péri-articulaire.

Nous avons alors subdivisé le troisième lot de neuf Cobayes scorbutiques en trois nouvelles catégories.

Les premiers, laissés sans addition au régime scorbutigène, sont morts, au plus tard le vingtième jour, avec accentuation des signes fonctionnels et radiologiques précédents; les seconds, auxquels on administra, à partir du 17e jour deux fois par semaine, $0^{mg},025$ de sulfate de cuivre per os, manifestèrent une rétrocession des symptômes osseux juxta-épiphysaires et articulaires d'avitaminose que confirmait l'examen radiologique pratiqué, suivant les cas, du 26e au 56e jour, et qui témoignaient d'une amélioration nette de la décalcification. Les derniers, enfin, reçurent bi-hebdomadairement de la vitamine C et manifestèrent l'amélioration classique de tous les symptômes : mais, fait curieux à noter, l'amélioration des symptômes péri-articulaires d'avitaminose ne devint nette que du jour où fut également ajouté au régime de base $0^{mg},025$ de sulfate de cuivre.

Ainsi l'addition d'ion cuivre au régime scorbutigène empêche, chez le Cobaye, l'apparition des signes osseux et péri-articulaires scorbutiques et les fait rétrocéder lorsque leur incorporation est postérieure à l'apparition du syndrome d'avitaminose.

Nous devons cependant ajouter que, dans tous les cas, en dehors des témoins et des animaux du lot n° 1 à l'acide ascorbique, le poids de tous les cobayes ayant reçu la dose indiquée de sulfate de cuivre a toujours été en déclinant et qu'aucun n'a survécu au delà du 56e jour de l'expérience. A l'autopsie, ils ne présentent toutefois aucune lésion ostéoarticulaire.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur la théorie des sensibilités différentielles.* Note de M. **Yves Le Grand**, présentée par M. Charles Fabry.

Le caractère essentiel de la vision normale, à savoir la variance 3, s'interprète habituellement par une hypothèse (trois types de cônes rétiniens actionnant séparément trois centres nerveux distincts) qui n'est pas la seule possible : par exemple J. Guild (1) a montré qu'on pouvait imaginer une variation continue de la sensibilité des cônes aux longueurs d'onde. On pourrait aussi supposer trois types de cônes reliés à un nombre $n$ de centres ($n \geq 3$).

(1) *Joint Discussion on Vision*, Cambridge, 1932, p. 1.

Nous allons chercher ce qui en résulte pour la sensibilité différentielle aux couleurs.

Soient X, Y, Z, les *excitations* produites par une lumière donnée, telles qu'on les calcule à partir des coefficients de distribution de la colorimétrie classique, fixés en 1931 par la Commission Internationale de l'Éclairage. Toute combinaison linéaire de X, Y et Z vérifie aussi les lois de la vision des couleurs. Par conséquent l'action de la lumière sur un des $n$ centres peut s'écrire

$$U_i = f_i(a_i X + b_i Y + c_i Z),$$

$f_i$ désignant une fonction de la variable entre parenthèses. Une autre lumière voisine produira des excitations $X + \Delta X$, $Y + \Delta Y$, $Z + \Delta Z$, et son action sur le centre sera $U_i + \Delta U_i$, avec

$$\Delta U_i = (a_i \Delta X + b_i \Delta Y + c_i \Delta Z) f'_i.$$

Désignons par $P_i$ la probabilité, pour le centre considéré, de rester au-dessous du seuil différentiel; cela signifie que $P_i$ est une fonction de $U_i$ et $\Delta U_i$ telle que, si l'expérience est faite N fois dans les mêmes conditions, le centre distinguera $N(1 - P_i)$ fois les deux lumières et les confondra $NP_i$ fois. La probabilité P pour que le sujet confonde les deux lumières, lors du fonctionnement simultané des $n$ centres, sera égale au produit des $n$ quantités $P_i$, d'après le théorème des probabilités composées. Admettons que les probabilités $P_i$ suivent la loi normale

$$P_i = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_2} \int \exp\left(\frac{-v^2}{2\sigma_i^2}\right) dv,$$

$v$ désignant la variable d'intégration, $\sigma_i$ une fonction de $U_i$, et l'intégrale étant prise entre les limites $-|\Delta U_i|$ et $|\Delta U_i|$. Les mesures de seuil différentiel faites dans des conditions définies correspondent à une valeur constante de P, ce qui se traduit par une certaine relation entre les quantités $w_i = (\Delta U_i / \sigma_i)$, relation qui représente une surface dans l'espace de coordonnées rectangulaires $w_i$. Le calcul montre que cette surface s'écarte beaucoup moins du plan $\Sigma |w_i| = \text{const.}$, que de la sphère $\Sigma w_i^2 = \text{const.}$, sphère que l'on adopte parfois, à la suite de Helmholtz, par une analogie peu justifiée avec la géométrie infinitésimale.

Admettons la solution approchée $\Sigma |w_i| = \text{const.}$ Elle s'écrit encore

$$\sum \left| (a_i \Delta X + b_i \Delta Y + c_i \Delta Z) \frac{f'_i}{\sigma_i} \right| = \text{const.}$$

Pour vérifier cette formule, il faudra rester au voisinage d'une même lumière, de façon que les fonctions inconnues $f_i$ et $\sigma_i$ gardent des valeurs fixes. Dans ces conditions, la relation ci-dessus équivaut à plusieurs relations de la forme

$$\alpha \Delta X + \beta \Delta Y + \gamma \Delta Z = 1,$$

chaque relation étant valable dans un certain intervalle de valeurs de $\Delta X$, $\Delta Y$, $\Delta Z$. Les meilleures mesures de ce genre sont celles de I. G. Priest et

F. G. Brickwedde (²) autour du blanc : ils mesuraient, à brillance constante, la pureté minimum perceptible $p$, c'est-à-dire le rapport du flux lumineux monochromatique de longueur d'onde $\lambda$ au flux de lumière blanche, dans un mélange juste discernable du blanc. La condition de brillance constante se traduisant par $\Delta Y = 0$, il faudra vérifier que les résultats expérimentaux obéissent à une ou plusieurs relations du type $\alpha \Delta X + \gamma \Delta Z = 1$, relations que l'on peut transformer aisément en autant de conditions de la forme

$$A(x - x_0) + B(y - y_0) = 1,$$

où $x$ et $y$ désignent les coordonnées trichromatiques du mélange et $x_0 y_0$ celles du blanc.

L'expérience vérifie ces prévisions avec une surprenante exactitude : *deux* relations linéaires représentent les mesures. Pour $\lambda \leqq 550^{m\mu}$ on a $A = -400$, $B = 160$; pour $\lambda \geqq 570^{m\mu}$, $A = 310$, $B = 0$. Le petit intervalle de raccordement provient sans doute des approximations admises. Dans le tableau ci-dessous, on trouvera les valeurs de la pureté minimum $p$ calculées à partir de nos deux conditions, et mesurées par les deux auteurs : la pureté calculée s'intercale presque constamment entre les résultats individuels.

| λ (mμ). | p calculé. | p mesuré. | | λ. | p calculé. | p mesuré. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 405... | 0,0012 | 0,0011 | 0,0013 | 525... | 0,0141 | 0,0214 | 0,0143 |
| 10... | 12 | 11 | 15 | 30... | 154 | 238 | 148 |
| 20... | 13 | 11 | 20 | 35... | 172 | 264 | 150 |
| 30... | 15 | 12 | 24 | 40... | 195 | 286 | 151 |
| 40... | 20 | 13 | 31 | 45... | 228 | 300 | 152 |
| 450... | 0,0026 | 0,0016 | 0,0038 | 550... | 0,0282 | 0,0308 | 0,0166 |
| 55... | 28 | 19 | 41 | 55... | | 320 | 225 |
| 60... | 31 | 24 | 43 | 60... | | 387 | 322 |
| 65... | 36 | 32 | 44 | 65... | | 516 | 422 |
| 70... | 43 | 43 | 45 | 70... | 0,0487 | 594 | 432 |
| 475... | 0,0050 | 0,0054 | 0,0046 | 575... | 0,0340 | 0,0548 | 0,0262 |
| 80... | 58 | 64 | 47 | 80... | 256 | 258 | 208 |
| 85... | 67 | 74 | 50 | 85... | 202 | 206 | 176 |
| 90... | 77 | 86 | 57 | 90... | 165 | 176 | 150 |
| 95... | 86 | 100 | 65 | 600... | 118 | 137 | 114 |
| 500... | 0,0093 | 0,0115 | 0,0076 | 610... | 0,0093 | 0,0111 | 0,0087 |
| 05... | 101 | 131 | 88 | 20... | 77 | 90 | 73 |
| 10... | 109 | 149 | 102 | 30... | 72 | 75 | 69 |
| 15... | 118 | 169 | 118 | 50... | 64 | 55 | 64 |
| 20... | 128 | 190 | 132 | 680... | 62 | 49 | 61 |

(²) *Journ. of the Opt. Soc. Amer.*, **28**, 1938, p. 133.

THÉRAPEUTIQUE. — *Sur l'emploi des gaz, poussières et vapeurs en thérapeutique. L'atmothérapie* (¹). Note de M. **Louis Bory**.

La thérapeutique a jusqu'à ce jour négligé la voie pulmonaire d'absorption des médicaments. Est-elle donc la plus illogique, la moins importante.... L'air nous baigne et nous imprègne et les moindres de ses variations physiques, chimiques, radiantes et microbiennes (vivantes) influent sur les divers phénomènes de notre vie....

Nous ne songeons pas à utiliser (sauf dans des cas exceptionnels et très temporairement) cette extraordinaire faculté d'absorption des gaz et des vapeurs....

Souvent je m'étais demandé quel effet supérieur serait probablement réservé à notre médecine thérapeutique mercurielle, par exemple, si au lieu d'injecter tous les jours ou tous les deux jours 2 ou 3$^{cg}$ de Hg sous la peau ou dans les veines, nous pouvions fractionner en 5, 6 doses ou plus, l'absorption de quantités plus considérables au total et bien plus faibles en particulier; si l'on pouvait par exemple concevoir un goutte à goutte permanent.... Pratiquement ces méthodes d'injection renouvelées ou constantes ne sont réalisables que dans des conditions exceptionnelles.

Cette solution idéale, seule la voie pulmonaire paraît pouvoir nous permettre de la réaliser.... Introduire un médicament par le poumon, c'est *baigner* en quelque sorte tout l'organisme dans l'atmosphère qui le contient et cela d'une façon constante pendant toute la durée qui nous paraîtra utile.

Ce que nous voulons donc réaliser, c'est le bain d'atmosphère.....

Les études récentes sur la physiologie pulmonaire, nous font deviner d'ailleurs, quel rôle insoupçonné joue le poumon, en dehors de sa fonction respiratoire évidente, sur l'équilibre organique....

1° Le poumon n'est pas seulement un organe indispensable à la respiration des tissus. Il est utile aussi à leur équilibre nutritif. Il intervient puissamment dans l'équilibre de fermentation des milieux circulants qui s'alimentent... à ces deux sources : intestinale et pulmonaire, source liquide et source gazeuse.

*Le réglage de la nutrition gazeuse* (pulmonaire) est donc aussi utile à concevoir... que le réglage de la nutrition liquide (intestinale).

Le *régime* doit aussi bien s'appliquer à chacune de ces deux... voies d'absorption.

Il est aussi illogique de vouloir modifier la nutrition gazeuse des tissus en injectant des gaz sous la peau, qu'il le serait de vouloir faire boire un verre de lait par injection trachéale....

---

(¹) Extrait du document retiré du pli cacheté n° 8990, déposé le 10 avril 1922, ouvert à la demande de l'auteur le 6 septembre 1943.

Notre expérimentation devra donc songer à établir deux ordres de régime gazeux :

1° Le régime gazeux normal, physiologique, un peu variable avec chaque individu, mais dont il est facile d'établir une moyenne....

2° Le régime gazeux thérapeutique.

*Pour le premier*, il serait utile... de rechercher (afin de pouvoir régler l'emploi du second) quelles conditions de composition, de chaleur, d'hygrométrie, de pression, sont favorables à l'équilibre parfait des fonctions organiques, équilibre représenté par une moyenne portant sur les échanges, les éliminations, les sécrétions, la calorimétrie, la pression sanguine, l'activité cérébrale etc.

*Pour le second*, les expériences sont innombrables.

1° Les *maladies respiratoires* sont naturellement celles qui doivent logiquement bénéficier le plus de ce régime; certaines nécessitent plus d'oxygène; certaines peut-être bénéficieraient d'en avoir moins, et la remarque faite par M. Coutière sur les ouvriers des fours à chaux semble montrer que les tuberculeux ont besoin sans doute (au début tout au moins alors qu'ils ne sont pas encore asphyxiques) de moins d'oxygène qu'on ne tend à leur en donner.

Pour les tuberculeux aux deux premières périodes, le fait de respirer régulièrement ne fût-ce que la nuit dans une atmosphère pure, chaude, renouvelée, aseptique suffirait déjà à justifier l'emploi de la méthode, qui rend pratique et exempte de tout danger de refroidissement la pratique habituelle de la *fenêtre ouverte*. A plus forte raison cette pratique devrait être désirable s'il était démontré que, grâce à l'avantage d'une atmosphère pure, joint à celui que peut lui conférer à titre thérapeutique, l'introduction de gaz, de vapeurs, de poussières (chlore, $CO^2$, poussières calcaires), les tuberculeux peuvent s'améliorer et guérir [2].... L'action thérapeutique par séjour complet et durable pourrait s'exercer difficilement sur des gens qui doivent vaquer à leurs occupations; mais n'y resteraient-ils que la nuit, ... le résultat serait certes suffisant, meilleur peut-être puisque l'accoutumance avec le milieu ambiant ne serait pas complètement rompue. Au seul point de vue hygiénique, si nous étions à même de respirer toutes les nuits une atmosphère pure sans germes ni poussières, nous serions en état de mieux supporter sans doute l'air empoussiéré des villes et d'être moins aptes à contracter les maladies, car nous passerions ainsi le tiers de notre vie au moins en dehors d'elles ; c'est peut-être là l'hygiène de l'avenir....

La tuberculose est en tout cas celle des maladies respiratoires qui doit être appelée à fournir les premières bases expérimentales de la méthode, soit qu'on transforme les salles d'hôpitaux, soit qu'on aménage, dans les sanatorias, des chambres... de séjour en atmosphère de cure ou de régime.

---

[2] Je me suis laissé dire par des industriels que l'existence en atmosphère chlorée légère, pouvait être favorable aux ouvriers tuberculeux (?).

Quant aux affections bronchitiques... l'action sur elles des eaux thermales sulfureuses nous indique déjà ce que nous pourrions faire pour les remplacer dans nos centres et les mieux utiliser dans les stations thermales elles-mêmes où l'on pourrait les amener pulvérisées... la nuit, dans les chambres d'hôtel, ce qui intensifierait la cure en la rendant plus continue.

2° Les maladies cutanées et syphilitiques me paraissent devoir tenir également une place primordiale parmi les affections justifiables de l'atmothérapie, en raison de la double action des médicaments (gaz, vapeur) utilisée :

*a.* sur l'état général, par l'absorption pulmonaire;

*b.* sur l'état local, par bain cutané constant; ....

Ne pouvait-on réaliser ainsi le traitement soufré (ou mercuriel ou arsenical ou autre)... du *psoriasis*, en donnant aux psoriasiques la possibilité de vivre toutes leurs nuits dans une atmosphère chargée de poussières de soufre?

C'est surtout dans la *Syphilis* que la méthode me paraît appelée... à donner les meilleurs résultats.

La vieille cure de la Syphilis, par les vapeurs mercurielles ou autres, pourrait être reprise et expérimentée scientifiquement.

Le traitement de la Syphilis nerveuse, en particulier de la Paralysie générale, bénéficierait peut-être... de ces procédés nouveaux d'absorption.... Les voies utilisées jusqu'à ce jour n'ont abouti à rien dans ce cas, peut-être pour cette raison que le médicament venant de la voie sous-cutanée ou du tube digestif ou des veines, est obligé de parcourir un long circuit dans les tissus, dans les veines, dans le cœur, dans les poumons, avant d'être envoyé par le cœur dans le tissu cérébral. Le médicament y arrive en quelque sorte en deuxième main, à dose infime, travaillé déjà, combiné, neutralisé et trop peu souvent renouvelé. Par les poumons, il arrive d'emblée avec le sang rouge au cœur qui l'envoie directement dans les artères cérébrales où, s'il est constamment renouvelé, plusieurs jours de suite ou plusieurs nuits... il pourra peut-être atteindre les parasites si profondément cachés dans les méninges et la corticalité.

3° *Maladies de la nutrition.* — L'obésité... due à une insuffisance du pouvoir lypolitique du foie et des poumons, est peut-être facile à combattre en donnant à l'atmosphère plus d'oxygène, ce gaz favorisant le pouvoir lipodiérétique (Roger et L. Binet) du tissu pulmonaire....

4° *Autres applications.* — Obstétrique (couveuses); maladies infectieuses; Chirurgie (purification de l'air des salles d'opération); maladies nerveuses (effet sédatif du brome).

La séance est levée à 15h50m.

A. Lx.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU MERCREDI 3 NOVEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Joseph Pérès** fait hommage à l'Académie des *Tables numériques pour le calcul de la Répartition des Charges aérodynamiques suivant l'envergure d'une aile* qu'il vient de publier avec M. **Lucien Malavard**, en collaboration avec M. **Lucien Romani**. Cet Ouvrage forme le *Rapport technique n° 9* du *Groupement français pour le développement des recherches aéronautiques*.

M. **Alexis Carrel** fait hommage à l'Académie du fascicule 1 des *Cahiers de la Fondation française pour l'étude des problèmes humains*, dont il est le Régent. Ce fascicule est intitulé *Ce qu'est la Fondation. Ce qu'elle fait.*

## CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats à la chaire de *Malacologie* vacante au Muséum National d'histoire naturelle.

(Renvoi à la Section d'Anatomie et Zoologie.)

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Lucien Godeaux. *Esquisse d'une Histoire des Sciences mathématiques en Belgique.*

THÉORIE DES NOMBRES. — *Démonstration de quelques lemmes de rehaussement.* Note de M. **Claude Chabauty**, présentée par M. Élie Cartan.

Appelons ici *fonction distinguée* sur une courbe algébrique C, une fonction algébrique entière qui, en chacun des points de C pseudo-entiers (par rapport à un nombre naturel fixe), prend sa valeur dans un surcorps du corps du point, dont le discriminant relatif divise une constante ne dépendant que du nombre naturel choisi. En des points d'un même corps de nombres algébriques fini, les valeurs de cette fonction appartiennent à un même surcorps fini et

sont pseudo-entières. *Une fonction algébrique entière non ramifiée sur* C *est distinguée* (cela résulte du principe des extensions non ramifiées de Weil), et *il en est de même de la racine* $n^{\text{ième}}$ *d'une fonction entière, rationnelle ou non, ramifiée, quand cette racine est ramifiée seulement à l'infini* (on le démontre à partir du théorème de distribution de Weil).

LEMME 1. — *Sur une courbe de genre un, on peut trouver deux fonctions distinguées liées par une équation de Thue-Siegel de degré arbitraire.*

D'après le théorème de Riemann-Roch, toute paire de points de C définit uniquement une série linéaire complète d'ordre 2 et de dimension 1, et l'uniformisation de C par un argument elliptique montre que cette série contient toujours 4 points doubles distincts. Soit $\Sigma$ la série qui est définie par un point à l'infini $a$ de C comme point double, et soient $b$, $c$, $d$ les autres points doubles de $\Sigma$. Il existe sur C une fonction rationnelle entière $\varphi(x, y)$, définie à une constante multiplicative près et admettant pour décomposition en diviseurs premiers $\varphi \simeq b^2/a^2$. Les systèmes de solutions des équations $\varphi = \text{const.}$ sont les systèmes de $\Sigma$, de sorte qu'il existe deux nombres algébriques $\lambda$ et $\mu$, tels que $\varphi(x, y) + \lambda \simeq c^2/a^2$ et $\varphi(x, y) + \mu \simeq d^2/a^2$. Les fonctions $\sqrt{\varphi}$, $\sqrt{\varphi + \lambda}$, $\sqrt{\varphi + \mu}$ sont entières et non ramifiées ainsi que $\chi = \sqrt{\varphi} + \sqrt{\varphi + \lambda}$, $\theta = \sqrt{\varphi} + \sqrt{\varphi + \mu}$ et $\psi = \sqrt{\varphi + \lambda} - \sqrt{\varphi + \mu}$. Ces dernières ont tous leurs pôles et zéros à l'infini. Donc les fonctions $\omega = \sqrt[n]{\chi/\psi}$ et $\pi = \sqrt[n]{\theta/\psi}$ sont distinguées, quel que soit le nombre naturel $n$. Nous prendrons $n \geqq 3$. Comme $\chi - \theta = \psi$, $\omega$ et $\pi$ sont liés par l'équation de Thue-Siegel $\omega^n - \pi^n = 1$.

LEMME 2. — *Sur une courbe unicursale qui a au moins trois points distincts à l'infini, on peut trouver deux fonctions distinguées liées par une relation de genre un.*

Il suffit de prendre la racine cubique de la fonction rationnelle sur C définie par trois de ces points à l'infini distincts comme pôles et par un quatrième autre point comme zéro triple, et d'autre part une fonction rationnelle sur C prenant des valeurs distinctes en ces quatre points.

LEMME 3. — *Sur une courbe de genre* $\geqq 2$ *on peut trouver deux fonctions algébriques non ramifiées, qu'on peut supposer entières, et qui sont liées par une relation de genre un.*

Supposons la surface de Riemann $\Gamma$ de C, réalisée suivant le modèle canonique de Lüroth-Clebsch, par $n$ feuillets $P_i$ superposés sur le plan projectif complexe $\Pi$ d'une variable X. $\Pi$ est muni de $m$ points critiques $a_j$ et de $m$ coupures $O a_j$, autour desquelles les feuillets $P_i$ subissent les transpositions canoniques $(1, 2), (1, 2), \ldots, (1, 2), (2, 3), (2,3), (3,4), (3,4), \ldots, (n-1, n)$, $(n-1, n)$. Soit $\Gamma^*$ la surface de Riemann à $2n$ feuillets $Q_i$, $Q'_i$, superposés sur $\Pi$ muni des mêmes points critiques et coupures. Nous connectons ces feuillets de façon que, si sur $O a_j$ se permutent $P_{h(j)}$ avec $P_{h(j)+1}$, alors $Q_{h(j)}$ s'y

permute avec $Q'_{h(j)}$ et $Q_{h(j)+1}$ avec $Q'_{h(j)+1}$ pour $h(j)=1, 2, 3, 4$, et au contraire $Q_{h(j)}$ avec $Q_{h(j)+1}$ et $Q'_{h(j)}$ avec $Q'_{h(j)+1}$ pour $h(j)>4$. On voit que $\Gamma^*$ est un recouvrement non ramifié de $\Gamma$, quand on projette chaque point de $\Gamma^*$ sur le feuillet de $\Gamma$ ayant le même indice que le feuillet de $\Gamma^*$ portant le point. Soit $\varphi$ une fonction rationnelle sur $\Gamma^*$, et $\varphi_i$, $\varphi'_i$ un système de déterminations de $\varphi$ associées aux feuillets $Q_i$, $Q'_i$. Posons $\Phi=\varphi_1+\varphi_2+\ldots+\varphi_n$. C'est une fonction uniforme sur $\Gamma^*$, donc non ramifiée sur $\Gamma$. Sur II elle n'est pas ramifiée aux points $a_i$, $i>4$. On peut supposer que $\varphi$ a été choisie de façon que $\Phi$ soit effectivement ramifiée en $a_1$, $a_2$, $a_3$, $a_4$, $\Phi$ et X sont donc non ramifiées sur $\Gamma$ et liées par une relation de genre un. On en déduit aisément des fonctions entières douées des mêmes propriétés.

De la combinaison de ces trois lemmes résulte immédiatement :

LEMME 4. — *Sur une courbe de genre* $\geqq 1$, *ou sur une courbe de genre zéro ayant au moins trois points distincts à l'infini, on peut trouver deux fonctions distinguées liées par une équation de Thue-Siegel de degré arbitraire.*

De ce lemme résulte la démonstration du *grand théorème de Siegel, généralisé aux points pseudo-entiers*, comme nous l'avons indiqué dans une Note précédente.

On pourrait appeler *méthode de rehaussement*, l'emploi, pour l'étude des points entiers, pseudo-entiers, ou rationnels des corps de fonctions algébriques, de fonctions appartenant à des extensions algébriques de ces corps. Indiquons encore deux lemmes de rehaussement voisins des précédents. Les lemmes 1 et 2 donnent :

LEMME 5. — *Sur une courbe de genre un, ou sur une courbe de genre zéro ayant au moins trois points distincts à l'infini, on peut trouver deux fonctions distinguées liées par une relation de genre 2.*

Il en résulte qu'*une démonstration de l'hypothèse de Mordell* (toute courbe de genre $\geqq 2$ n'a qu'un nombre fini de points rationnels dans un corps de nombres algébriques fini) *démontrerait aussi la généralisation du grand théorème de Siegel.* Cela n'enlèverait d'ailleurs pas son intérêt à la démonstration actuelle qui est susceptible de donner des majorations sur le nombre des points pseudo-entiers. Enfin on peut démontrer comme dans le lemme 3 :

LEMME 6. — *Sur une courbe de genre* $>2$, *on peut trouver deux fonctions algébriques non ramifiées liées par une relation de genre 2.*

Il en résulte que, *pour démontrer l'hypothèse de Mordell, il suffit de la démontrer pour le genre 2.*

GÉOMÉTRIE. — *Les espaces variationnels généralisés.*

Note (1) de M. **ANDRÉ LICHNEROWICZ**, présentée par M. Élie Cartan.

I. Sur une variété V, considérons les courbes C définies par

$$x^\lambda = x^\lambda(v) \qquad [\lambda=1, 2, \ldots, n],$$

(1) Séance du 18 octobre 1943.

les $x^\lambda(v)$ étant continûment différentiables jusqu'au 2e ordre sur un intervalle $(a, b)$. Si $\varepsilon$ désigne un nombre positif arbitrairement petit et $y^\lambda(v)$ un système de $n$ fonctions continûment différentiables sur $(u_0, u) \subset (a, b)$, nous donnerons à $x^\lambda(v)$ l'accroissement $\delta x^\lambda(v) = \varepsilon y^\lambda(v)$. Soit

$$F_{u_0}^u[x^\alpha(v), x'^\alpha(v)]$$

une fonctionnelle définie sur C et satisfaisant à la condition suivante : pour toute valeur $u_0 \in (a, b)$ il existe un intervalle $(u_0, u_1)$ tel que quand $u \in (u_0, u_1)$, $F_{u_0}^u$ définisse une fonction intégrable de $u$.

*Prenant l'intervalle* $(u_0, u_1) < \varepsilon$, j'ai appelé ([2]) sous-différentielle $\bar{\delta}F$ de F, une fonction de $x^\lambda$, $x'^\lambda$, $\delta x^\lambda$, linéaire par rapport à $\delta x^\lambda$ et telle que

$$(1) \qquad \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{\Delta F - \bar{\delta}F}{\eta} = 0, \qquad \eta = \operatorname*{Max}_{\substack{v \in (u_0, u_1) \\ \lambda \in (1, \ldots, n)}} |\delta x^\lambda(v)|.$$

Plus généralement, j'ai appelé sous-variation $\bar{\delta}J$ de l'intégrale

$$J = \int_{u_0}^{u_1} H[F_{u_0}^u, x^\alpha(u), x'^\alpha(u)]\, du,$$

où H désigne une fonction de $(2n+1)$ arguments, l'intégrale

$$(2) \qquad \bar{\delta}J = \int_{u_0}^{u_1} L[x^\alpha(u), x'^\alpha(u), \delta x^\alpha]\, du,$$

où L est linéaire par rapport à $\delta x^\alpha$, et où $\bar{\delta}J$ est telle que

$$(3) \qquad \lim_{\varepsilon \to 0} \frac{\Delta J - \bar{\delta}J}{\varepsilon\eta} = 0.$$

Si l'on prend pour fonctionnelle F

$$F = \int_{u_0}^{u} \omega[x^\alpha(v), x'^\alpha(v)]\, dv,$$

les extrêmales généralisées de J, $(\bar{\delta}J = 0)$ ont pour équations différentielles

$$(4) \qquad \frac{d}{du}\frac{\partial H}{\partial x'^\lambda}(0) - \frac{\partial H}{\partial x^\lambda}(0) = \frac{\partial H}{\partial F}(0)\frac{\partial \omega}{\partial x'^\lambda} - \frac{\partial^2 H}{\partial x'^\lambda \partial F}(0)\omega,$$

où l'argument des dérivées de H est la valeur de F.

II. Supposons que H et $\omega$ soient homogènes et du premier degré par rapport aux $x'^\alpha$. J'appelle espace variationnel généralisé un espace fondé sur un problème de calcul des sous-variations relatif à une intégrale telle que J. La théorie de ces espaces qui généralisent les espaces de Finsler peut être elle aussi intégrée dans la théorie générale des espaces d'éléments linéaires à connexion euclidienne. Les notations utilisées sont celles de Cartan; nous

([2]) Cf. *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 328; **216**, 1943, pp. 25-28.

poserons $K_\alpha = \partial_{\alpha'}\omega$ et désignerons par $\dot{L}$ la dérivée partielle d'une fonction L par rapport à F. Posons

$$ds_0^2 = H^2(0, x^\alpha, dx^\alpha) = \mathring{g}_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta$$

et désignons par $\mathring{C}^\nu_{\lambda\mu}$, $\mathring{\Gamma}^\nu_{\lambda\mu}$, $\mathring{G}^\alpha$ les composantes de la connexion de l'espace de Finsler (F) défini par $ds_0^2$. Au voisinage de tout point M de V, menons par M un faisceau de courbes et dotons ce voisinage de la métrique

$$ds^2 = H^2(F, x^\alpha, dx^\alpha) = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha dx^\beta; \qquad F = \int_M^m \omega(x^\alpha, dx^\alpha),$$

l'intégrale étant calculée le long de la courbe joignant M à $m$. Quand $m$ tend vers M, $g_{\alpha\beta}$ tend vers $\mathring{g}_{\alpha\beta}$; mais en M les dérivées $\partial_\gamma$, $g_{\alpha\beta}$, $\partial_\gamma g_{\alpha\beta}$ sont liées aux dérivées correspondantes dans l'espace (F) par les relations

$$\partial_{\gamma'} g_{\alpha\beta} = \mathring{\partial}_{\gamma'} g_{\alpha\beta}; \qquad \partial_\gamma g_{\alpha\beta} = \mathring{\partial}_\gamma g_{\alpha\beta} + \dot{g}_{\alpha\beta} K_\gamma.$$

Par suite, à la métrique $ds^2$ correspondra au point P la connexion

$$(5)\quad \left\{\begin{aligned} & C^\nu_{\lambda\mu} = \mathring{C}^\nu_{\lambda\mu}; \qquad 2\overline{G_\alpha} = 2\mathring{G}_\alpha + \dot{g}_{\alpha\beta} x'^\beta K_\rho x'^\rho - \frac{1}{2}\dot{g}_{\lambda\mu} x'^\lambda x'^\mu K_\alpha; \\ & \overline{\Gamma}^\nu_{\lambda\mu} = \gamma^\nu_{\lambda\mu} + \frac{1}{2}\left[\dot{g}_{\lambda\rho} K_\mu + \dot{g}_{\rho\mu} K_\lambda - \dot{g}_{\lambda\mu} K_\rho\right] g^{\nu\rho} + g^{\nu\rho}\left[C_{\lambda\mu\alpha}\partial_{\rho'}\overline{G^\alpha} - C_{\rho\mu\alpha}\partial_{\lambda'}\overline{G^\alpha}\right]. \end{aligned}\right.$$

Au point $m$ considérons les vecteurs $\mathring{l}^\nu$ unitaire dans $ds_0^2$ et $\mathring{l}^\nu$ colinéaire à $l^\nu$ et unitaire dans $ds^2$. Quand $m$ tend vers M, $l^\nu$ tend vers $\mathring{l}^\nu$ et les dérivées correspondantes s'expriment en M par les relations

$$\partial_\mu l^\nu = \mathring{\partial}_\mu l^\nu - \frac{1}{2}\frac{\dot{g}_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta}{g_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta} K_\mu l^\nu.$$

Considérons alors l'espace d'éléments linéaires formé par le raccordement des voisinages des différents points de (F) selon la connexion (5), le vecteur unitaire en M étant $l^\nu$. Si $\nabla_\mu$ désigne l'opérateur de dérivation covariante

$$\nabla_\mu l^\nu = \mathring{\partial}_\mu l^\nu + \left[\overline{\Gamma}^\nu_{\lambda\mu} - \frac{1}{2}\frac{\dot{g}_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta}{g_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta} K_\mu \delta^\nu_\lambda\right] l^\lambda.$$

Nous aboutissons ainsi à l'espace d'éléments linéaires à connexion euclidienne

$$(6)\quad \left\{\begin{aligned} & C^\nu_{\lambda\mu} = \mathring{C}^\nu_{\lambda\mu}; \qquad 2G^\nu = \Gamma^\nu_{\lambda\mu} x'^\lambda x'^\mu = 2\overline{G^\nu} - \frac{1}{2}\frac{\dot{g}_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta}{g_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta}\,\omega\, x'^\nu; \\ & \Gamma^\nu_{\lambda\mu} = \gamma^\nu_{\lambda\mu} - \frac{1}{2}\frac{\dot{g}_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta}{g_{\alpha\beta} x'^\alpha x'^\beta} K_\mu \delta^\nu_\lambda + \frac{1}{2} g^{\nu\rho}\left[\dot{g}_{\lambda\rho} K_\mu + \dot{g}_{\rho\mu} K_\lambda - \dot{g}_{\lambda\mu} K_\rho\right] \\ & \qquad + g^{\nu\rho}\left[C_{\lambda\mu\alpha}\partial_{\rho'} G^\alpha - C_{\rho\mu\alpha}\partial_{\lambda'} G^\alpha\right]. \end{aligned}\right.$$

Dans cette connexion, les géodésiques

$$\frac{d^2 x^\nu}{ds_0^2} + 2G^\nu = 0$$

coïncident avec les extrêmales généralisées de l'intégrale J et *assurent la géométrisation du système différentiel* (4). Les espaces variationnels généralisés qui peuvent être interprétés comme espaces ponctuels sont les espaces à connexion euclidienne semi-symétrique que j'ai étudiés antérieurement.

GÉOMÉTRIE. — *Sur la géométrie du tétraèdre*. Note de MM. **Robert Bouvaist** et **Victor Thébault**, présentée par M. Élie Cartan.

1. Des sommets d'un tétraèdre ABCD, ($BC=a$, $DA=a'$, ...) comme centres, on décrit des sphères $(A, l)$, $(B, m)$, $(C, n)$, $(D, p)$. Les plans radicaux de ces sphères, associées avec la sphère (O) circonscrite, coupent respectivement les arêtes (AB, AC, AD), (BA, BC, BD), (CA, CB, CD), (DA, DB, DC) en des points (X, Y, Z), (X', T, U), (Y', T', V), (Z', U', V'), et forment un tétraèdre $A_1B_1C_1D_1$ homothétique au tétraèdre tangentiel $A_2B_2C_2D_2$. Les sphères $(O_a)\equiv(BCD, XYZ)$, $(O_b)\equiv(CDA, X'TU)$, $(O_c)\equiv(DAB, Y'T'V)$, $(O_d)\equiv(ABC, X'U'V')$ sont respectivement orthogonales aux sphères $(A, l)$, $(B, m)$, $(C, n)$, $(D, p)$. Le tétraèdre $O_aO_bO_cO_d$ est homothétique au tétraèdre antipodaire du centre radical P des sphères $(O_a)$, $(O_b)$, $(O_c)$, $(O_d)$, dont les coordonnées normales dans ABCD sont inversement proportionnelles à $OO_a$, $OO_b$, $OO_c$, $OO_d$, c'est-à-dire à $Al^2$, $Bm^2$, $Cn^2$, $Dp^2$, $(A=\overline{BCD}, \ldots)$. Le centre d'homothétie Q des tétraèdres $A_1B_1C_1D_1$ et $A_2B_2C_2D_2$ a pour coordonnées normales $x$, $y$, $z$, $t$ telles que

$$x=\left[\frac{2\,l^2.a^2b'^2c'^2-(m^2c'^2+n^2b'^2+p^2a^2)(a^2a'^2+b^2b'^2+c^2c'^2)+2(m^2c^2c'^4+n^2b^2b'^4+p^2a^2a'^4)}{A}\right],$$

$$y=\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Si $l^2.ab'c'=m^2.bc'a'=n^2.ca'b'=p^2.abc$, on a $P\equiv Q\equiv L$, L étant le *second* point de Lemoine de ABCD et l'analogie est complète entre triangle et tétraèdre, où les droites OK, OL sont les lieux des centres des cercles et des sphères de Tücker, lorsque $l$, $m$, $n$, $p$ varient proportionnellement. Si $l=ha$, $m=hb$, $n=hc$, $p=hd$ ($ha$, ..., hauteurs de ABCD), $P\equiv K$, K étant le point dont la somme des carrés des distances aux faces de ABCD est minimum (*premier* point de Lemoine). Quand le tétraèdre $A_1B_1C_1D_1$ est inscrit à ABCD, $A_1B_1C_1D_1$ est le tétraèdre podaire du conjugué isogonal $\Omega$ du point O dans ABCD, et $\Omega$ est le centre d'une des sphères tangentes aux quatre plans des faces du tétraèdre $A_1B_1C_1D_1$.

2. Théorème I. — *Dans un triangle* ABC, *les céviennes d'un point arbitraire* P *du plan rencontrent* BC, CA, AB *en* $P_1$, $P_2$, $P_3$. *Soient* (C), $(C_1)$, $(C_2)$, $(C_3)$ *les coniques touchant* (BC, CA, AB) *en* $(P_1, P_2, P_3)$, (BC, PB, PC) *en* $(P_1, P_2, P_3)$, (CA, PC, PA) *en* $(P_2, P_3, P_1)$, (AB, PA, PB) en $(P_3, P_1, P_2)$. *Une droite* $\Delta$ *a pour pôles* $p$, $p_1$, $p_2$, $p_3$, *par rapport à* (C), $(C_1)$, $(C_2)$, $(C_3)$; *les droites* $Ap_1$, $Bp_2$, $Cp_3$ *concourent en un point* Q *de la droite* $Pp$.

Si Δ est la droite de l'infini, $p$, $p_1$, $p_2$, $p_3$ sont les centres des coniques (C), ($C_1$), ($C_2$), ($C_3$) et Q le centre de la conique inscrite à $P_1P_2P_3$ aux intersections de $P_1Q$, $P_2Q$, $P_3Q$ avec $P_2P_3$, $P_1P_3$, $P_1P_2$. Si P coïncide avec l'orthocentre H de ABC, $p$, $p_1$, $p_2$, $p_3$ sont respectivement les points de Lemoine des triangles ABC, HBC, HCA, HAB et l'on retrouve deux propositions connues (¹).

Théorème II. — *Dans un tétraèdre* ABCD, *de hauteurs* AA′, BB′, CC′, DD′, *les céviennes d'un point quelconque* P *percent les plans* BCD, CDA, DAB, ABC *en* $P_1$, $P_2$, $P_3$, $P_4$. *Les plans* PCD, PBD, PBC, PAB, PAD, PAC *rencontrent* CD, AC, AD, AB, BC, BD *en* $P_{12}$, $P_{13}$, $P_{14}$, $P_{34}$, $P_{23}$, $P_{24}$. *Soient* (Q), ($Q_1$), ($Q_2$), ($Q_3$), ($Q_4$) *les quadriques inscrites à* ABCD *en* ($P_1$, $P_2$, $P_3$, $P_4$), *à* PBCD *en* ($P_1$, $P_{12}$, $P_{13}$, $P_{14}$), *à* PCDA *en* ($P_2$, $P_{12}$, $P_{23}$, $P_{24}$), *à* PDAB *en* ($P_3$, $P_{13}$, $P_{34}$, $P_{23}$), *à* PABC *en* ($P_4$, $P_{14}$, $P_{24}$, $P_{34}$). *Un plan quelconque* (π) *a pour pôles* $p$, $p_1$, $p_2$, $p_3$, $p_4$, *par rapport à* (Q), ($Q_1$), ($Q_2$), ($Q_3$), ($Q_4$); *les droites* $Ap_1$, $Bp_2$, $Cp_3$, $Dp_4$ *concourent en un point* Q *de la droite* $Pp$.

Lorsque (π) est le plan de l'infini, $p$, $p_1$, $p_2$, $p_3$, $p_4$ sont les centres des quadriques (Q), ($Q_1$), ($Q_2$), ($Q_3$), ($Q_4$). Les droites $P_1Q$, $P_2Q$, $P_3Q$, $P_4Q$ percent les plans $P_2P_3P_4$, $P_1P_3P_4$, $P_1P_2P_4$, $P_1P_2P_3$ en α, β, γ, δ. Q est le centre de la quadrique inscrite au tétraèdre $P_1P_2P_3P_4$ en α, β, γ, δ. Si le tétraèdre ABCD est orthocentrique, d'orthocentre H, $p$, $p_1$, $p_2$, $p_3$, $p_4$, Q, sont les *premiers* points de Lemoine des tétraèdres ABCD, PBCD, PCDA, PDAB, PABC, A′B′C′D′.

Donc, *dans un tétraèdre orthocentrique* ABCD, *d'orthocentre* H, *de hauteurs* AA′, BB′, CC′, DD′, *les droites* $AK_1$, $BK_2$, $CK_3$, $DK_4$, *joignant les sommets aux premiers points de Lemoine des tétraèdres* HBCD, HCDA, HDAB, HABC, *concourent au premier point de Lemoine* K′ *du tétraèdre* A′B′C′D′; *l'orthocentre* H, *les premiers points de Lemoine* K, K′ *des tétraèdres* ABCD, A′B′C′D′, *sont collinéaires.*

*N.-B.* — 1° De même que *dans un triangle, le point de Lemoine est le centre de la conique inscrite, tangente aux pieds des hauteurs, dans un tétraèdre, le premier point de Lemoine est le centre de la quadrique inscrite, tangente aux plans des faces aux pieds des hauteurs.*

2° De même que *le point de Lemoine d'un triangle est le centre de trois forces parallèles, proportionnelles aux carrés des côtés et appliquées, soit aux sommets de ce triangle, soit aux pieds des hauteurs, soit en trois points divisant les hauteurs dans un même rapport* (²), *le* premier *point de Lemoine d'un tétraèdre est le centre de quatre forces parallèles, proportionnelles aux carrés des aires des faces et appliquées, soit aux sommets de ce tétraèdre, soit aux pieds des hauteurs, soit en quatre points divisant les hauteurs dans un même rapport.*

---

(¹) W. F. Beard, *Educational Times*, 6, 1918, p. 79; R. Goormaghtigh, *Mathesis*, 51, 1937, p. 118.

(²) J. Neuberg, *Journal de Mathématiques spéciales de* G. de Longchamps, 5, 1886, p. 267.

GÉOMÉTRIE. — *Sur l'unicité de la surface minima inscrite dans un quadrilatère.* Note (¹) de M. **René Garnier**, présentée par M. Gaston Julia.

Pour établir le théorème d'existence et d'unicité relatif à un segment régulier S de surface minima, inscrit dans un quadrilatère Q et de contingent $< \pi$ en chaque sommet, il suffit d'établir (²) que l'équation $\lambda_1(t) = 0$ possède une racine et une seule dans $(0, 1)$ ($\lambda_1$ est le point apparemment singulier d'une équation linéaire $E_1$ à quatre points singuliers $0, 1, t, \infty$, qui admet pour intégrales les fonctions G et H définissant S par les formules de Weierstrass). La fonction $\lambda(t)$, intégrale d'une équation (VI) de Painlevé, est déterminée par la double condition suivante : lorsque $t$ tend vers zéro (ou 1) par valeurs réelles, une certaine expression $\alpha_1(t)$ (polynome du second degré en $\lambda'$, à coefficients rationnels en $\lambda$ et $t$) doit tendre vers une valeur limite $\overline{\alpha}_0$ (ou $\overline{\alpha}_1$) qu'on sait calculer d'après la donnée de Q. Or, en nous appuyant 1° sur les *propriétés des caractéristiques de* (VI) *au voisinage de* $t = 0$, propriétés que nous avons établies dans un Mémoire antérieur (³); 2° sur un théorème dû à Painlevé : *considérées comme fonctions des conditions initiales* $t_0$, $\lambda_0$, $\lambda'_0$, *les intégrales de* (VI) *sont méromorphes* pour tout couple $\lambda_0$, $\lambda'_0$ tel que $\lambda_0 \neq 0, 1, t_0, \infty$ et $\lambda'_0 \neq \infty$, nous montrons que les intégrales $\lambda_1(t)$, $\alpha_1(t)$, pour lesquelles une des valeurs limites (par exemple $\overline{\alpha}_0$) est réelle et non exceptionnelle (au sens de notre Mémoire cité), et qui prennent pour $t = t_0$ la valeur réelle $\lambda_0$, possèdent pour $t$ tendant vers 1 une valeur limite $\overline{\alpha}$ non exceptionnelle et *fonction holomorphe de* $\lambda'_0$; sa dérivée $\overline{\alpha}'_1(\lambda_0)$ ne peut s'annuler, d'après le Fundamentallemma de Schlesinger, ce qui assure l'existence d'une intégrale $\lambda_1(t)$, réelle avec $t$ et remplissant les conditions aux limites; *le cas exceptionnel ne peut d'ailleurs se réaliser que si le quadrilatère* Q *est plan.* Les résultats précédents fournissent une *solution réelle du problème de Riemann dans le cas réel* et complètent ainsi nos résultats antérieurs (⁴).

Pour déterminer le nombre des zéros de $\lambda_1(t)$ dans $(0, 1)$, nous montrons que *le nombre des zéros de* $\lambda_1(t)$ *reste invariant lorsqu'on déforme le quadrilatère* Q, d'abord en un quadrilatère Q′ symétrique par rapport à un plan passant par deux sommets opposés, puis lorsqu'on déforme Q′ en un carré $Q'_0$ (sans qu'il cesse de posséder un plan de symétrie); au cours de chacune de ces deux déformations on peut supposer que le quadrilatère dépend analytiquement d'un paramètre $\tau$ qui tend vers zéro, quand Q′ tend vers $Q'_0$. Les coefficients $a_1$, $b_1$, $c_1$, $d_1$ de $E_1$ et de (VI) dépendront de $\tau$, et $\lambda_1$, $\alpha_1$ sont des fonctions localement méromorphes (en général holomorphes) de l'un quelconque de ces para-

---

(¹) Séance du 2 août 1943.

(²) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 60.

(³) *Ann. Sc. Ec. Norm. sup.*, 3ᵉ série, **34**, 1917, p. 239.

(⁴) *Ibid.*, **43**, 1926, p. 302.

mètres. Ce théorème et d'autres analogues montrent que, dans la déformation, $\lambda_1(t)$ *ne peut posséder deux pôles infiniment voisins* (comprenant entre eux un zéro). D'autre part, les propriétés de l'équation (VI) montrent que $\lambda_1(t)$ ne peut posséder de zéro double; donc, dans la déformation, $\lambda_1(t)$ *ne peut posséder deux zéros infiniment voisins*. Enfin, d'après la théorie des caractéristiques de (VI), $\lambda_1(t)$ *ne peut posséder aucun zéro infiniment voisin de* o *ou* 1. Ainsi se trouve établie l'invariance du nombre des zéros de $\lambda_1(t)$ au cours de la déformation.

Or, dans le cas d'un quadrilatère symétrique, la théorie de Riemann montre qu'on peut prendre pour un zéro de $\lambda_1(t)$ (supposé compris entre o et 1) la valeur 1 : 2; d'autre part, les intégrales de l'équation (VI) définies par $\lambda(1/2)=0$ et par la valeur limite de $\alpha_1(t)$ en $t=0$ sont (elles-mêmes, ou leurs inverses $\lambda^{-1}$) des fonctions holomorphes de $\tau$ pour $\tau \geq 0$. *Tout revient donc à démontrer le théorème pour* $\tau=0$. Mais $\lambda(t)$ satisfait alors à l'équation

$$2t(t-1)\lambda' = \lambda^2 - 2\lambda + t.$$

Cette équation possède dans le champ réel $0 \leq t \leq 1$ un col ($t=0$, $\lambda=2$), un nœud ($t=0$, $\lambda=0$) et un point ($t=1$, $\lambda=1$) présentant un secteur nodal et un secteur répulsif. On en déduit que la courbe intégrale relative au problème part de l'origine tangentiellement à $t=0$, présente un maximum d'ordonnée $\lambda > 0$, coupe $\lambda=0$ au point $t=1/2$, présente une asymptote verticale et aboutit en (1, 1) tangentiellement à $t=1$. Pour $0 < t < 1$ elle ne possède qu'un point commun avec $\lambda=0$, ce qui établit le théorème d'unicité.

THÉORIE DES VIBRATIONS. — *Sur les fréquences propres des arbres vibrant en torsion*. Note de M. **Georges Lehr**, présentée par M. Émile-Georges Barrillon.

J'ai indiqué dans une précédente Note [1] la loi de formation des coefficients de l'équation aux carrés des fréquences propres des arbres vibrant en torsion. Je vais en déduire un calcul numérique des termes de cette équation. Les notations employées seront les mêmes que précédemment, sauf en ce qui concerne les fréquences propres individuelles. Celles-ci, pour la commodité des formules nouvelles, seront numérotées dans l'ordre où on les rencontre sur l'arbre, autrement dit je poserai $\psi_{i,j} = s_{i+j-1}$.

Dans un Mémoire consacré à l'intégration des équations linéaires aux différences finies, Binet [2] a considéré parmi les combinaisons de $n$ lettres $r_1$, $r_2$, ..., $r_n$, celles qui ne renferment pas deux lettres d'indices consécutifs. Il leur donne le nom de combinaisons *discontiguës*. Il est aisé de voir qu'elles sont

(1) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 364.
(2) *Mémoires de l'Académie*, 2e série, **19**, 1845, p. 639.

identiques aux combinaisons de fréquences que j'ai appelées *indépendantes* dans ma précédente Note. Le nombre des combinaisons discontiguës de $n$ objets $p$ à $p$ étant $C_{n-(p-1)}^{p}$, $p$ ne peut dépasser $n_2+1/2$. Que l'on ait affaire à $2m-1$ objets ou à $2m$ objets, la valeur extrême de $p$ reste égale à $m$.

Binet désigne par $G(1, n)$ la somme de l'unité et de tous les produits possibles des grandeurs $r_1, r_2, \ldots, r_n$ sous forme de combinaisons discontiguës

$$(1)\quad G(1, n) = 1 + (r_1 + r_2 + \ldots + r_n) + (r_1 r_3 + r_1 r_4 + \ldots + r_2 r_4 + r_2 r_5 + \ldots + r_{n-2} r_n) + (r_1 r_3 r_5 + r_1 r_3 r_6 + \ldots + r_{n-4} r_{n-2} r_n) + \ldots.$$

Il étudie les propriétés de $G(1, n)$ et démontre en particulier la loi de récurrence

$$(2)\quad G(1, n) = G(1, n-1) + r_n G(1, n-2).$$

Si l'on dénomme $F_{2N-2}$ le premier membre de l'équation aux carrés des fréquences propres d'un système à N masses, il est aisé de voir que

$$(3)\quad F_{2N-2} = x^{N-1}\, G\left[1, \left(-\frac{s_{2N-2}}{x}\right)\right],$$

en désignant par $G\{1, [-(s_{2N-2}/x)]\}$ ce que devient $G(1, n)$ quand on y remplace respectivement $r_1, r_2, \ldots, r_n$ par $-(s_1/x), -(s_2/x), \ldots, -(s_{2N-2}/x)$. Soit $F_{2N-3}$ un polynome formé suivant la même loi que $F_{2N-2}$, mais avec les seules grandeurs $s_1, s_2, \ldots, s_{2N-3}$ à l'exclusion de $s_{2N-2}$. D'après ce qui a été dit de la limitation de $p$ dans les combinaisons discontiguës, $F_{2N-3}$ est de même degré que $F_{2N-2}$ et l'on a encore

$$(4)\quad F_{2N-3} = x^{N-1}\, G\left[1, \left(-\frac{s_{2N-3}}{x}\right)\right].$$

L'application de la loi de récurrence (2) aux polynomes $F_1, F_2, \ldots, F_{2N-3}, F_{2N-2}$ donne les relations

$$(5)\quad \begin{cases} F_1 = x - s_1, & F_2 = F_1 - s_2, \\ F_3 = xF_2 - s_3 F_1, & F_4 = F_3 - s_4 F_2, \\ F_5 = xF_4 - s_5 F_3, & F_6 = F_5 - s_6 F_4, \\ \ldots\ldots\ldots\ldots, & \ldots\ldots\ldots\ldots, \\ F_{2N-3} = xF_{2N-4} - s_{2N-3} F_{2N-5}, & F_{2N-2} = xF_{2N-3} - s_{2N-2} F_{2N-4}, \end{cases}$$

ramenant le calcul de $F_{2N-2}$ à celui d'une suite de polynomes déduits très simplement les uns des autres.

Les polynomes de numéro impair ainsi introduits ont une interprétation mécanique. $F_{2N-3} = 0$ est l'équation aux carrés des fréquences propres d'un système à N masses dont la dernière masse serait infinie.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Une nouvelle expression des transformations finies généralisant les transformations de Lorentz pour un système de corpuscules.* Note de M. **Serge Slansky.**

Dans une précédente Note ([1]) nous avons indiqué quelques propriétés des transformations $\mathcal{L}^{(n)}$ de M. Destouches qui généralisent les transformations de Lorentz en mécanique ondulatoire relativiste des systèmes. Ces transformations sont définies à partir de la transformation infinitésimale

$$x_\mu^{(i)} = x_\mu'^{(i)} + \varepsilon \mathcal{A}^{(i)} ct', \qquad ct = ct' + \varepsilon \sum_i \mathcal{A}^{(i)} x_\mu'^i.$$

L'expression que M. Destouches ([2]) a donnée des transformations finies

$$x_\mu^i = \operatorname{ch} K\xi\, x_\mu'^i + \frac{\operatorname{sh} K\xi}{K} \mathcal{A}^{(i)} ct', \qquad ct = \operatorname{ch} K\xi\, ct' + \frac{\operatorname{sh} K\xi}{K} \sum_i \mathcal{A}^{(i)} x_\mu'^i \qquad \text{avec } K^2 = \sum \mathcal{A}^{(i)2},$$

et fondée sur une condition de non-mélange des coordonnées des divers corpuscules, présente l'inconvénient de ne pas donner un groupe par rapport au produit des transformations. En partant des mêmes transformations infinitésimales, nous avons cherché des transformations finies formant un groupe isomorphe au groupe de Lorentz. Nous avons été amené à conserver la formule de transformation du temps, et à remplacer celle des coordonnées par

$$x_\mu^{(i)} = x_\mu'^{(i)} + \frac{\operatorname{ch}(K\xi) - 1}{K^2} \mathcal{A}^{(i)} \sum_{j=1}^{n} \mathcal{A}^{(j)} x_\mu'^{(j)} + \frac{\operatorname{sh}(K\xi)}{K} \mathcal{A}^{(i)} ct'.$$

On constate alors qu'il faut abandonner la condition de non-mélange des coordonnées des divers corpuscules. Au point de vue physique, cette condition paraît naturelle, mais il nous paraît préférable de l'abandonner au profit d'une condition de groupe.

Dans l'espace de configuration-temps ($\mathcal{C}t$) à $3n+1$ dimensions, les transformations $L^{(n)}$ ainsi définies laissent invariantes une multiplicité linéaire $\mathcal{M}$ à quatre dimensions (dont il a été question dans notre précédente Note) et la multiplicité orthogonale complémentaire $\mathcal{N}$. Dans $\mathcal{M}$, ces transformations se réduisent aux transformations de Lorentz de paramètre $K\xi$ (si $\xi$ est le paramètre de la transformation de Lorentz correspondant au mouvement des observateurs) tandis que les points de $\mathcal{N}$ sont invariants.

Il en résulte que l'on a l'invariant

$$S^2 = \sum\sum (x_\mu^i)^2 - c^2 t^2,$$

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 168.
([2]) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 849.

ce qui conduit à attribuer à l'espace de configuration-temps une métrique pseudo-euclidienne.

Ces transformations admettent les mêmes invariants que les transformations $\mathcal{L}^{(n)}$ de M. Destouches. De plus, elles admettent comme invariante toute combinaison linéaire de la forme $\sum_i C^{(i)} x_\mu^i$ telle que $\sum_i C^{(i)} \mathcal{A}^{(i)} = 0$.

Dans le cas où $\mathcal{A}^{(i)2} = \mathcal{A}^{(j)2} = 1$, on a l'invariant $(\mathcal{A}^{(i)} + \mathcal{A}^{(j)}) f(r_{ij}) r_{ij}$ désignant la distance des deux corpuscules $(i)$ et $(j)$, et $f$ étant une fonction entière arbitraire.

Si l'on adopte les transformations $L^{(n)}$ que nous venons de définir, comme transformations associées aux changements de repère galiléens, on a, pour l'opérateur d'interaction de deux corpuscules, des conditions d'invariance qui sont plus larges que celles qui sont fournies par les transformations de M. Destouches, et semblent permettre de définir des actions à distance tout en respectant les conditions d'invariance relativiste que l'on s'était fixées initialement.

OSCILLATIONS ÉLECTROMAGNÉTIQUES. — *Principe d'équivalence entre une cavité électromagnétique et un circuit à constantes localisées.* Note de M. **Jean Bernier**, transmise par M. Joseph Bethenod.

Pour étudier les systèmes électriques comportant des cavités électromagnétiques comme résonateurs, il est commode d'établir au préalable une correspondance entre celles-ci et certains circuits oscillants *équivalents*, à constantes localisées, afin de pouvoir utiliser dans les calculs les résultats déjà acquis pour les circuits habituels. Mais pour qu'un tel schéma équivalent soit pratique, il faut qu'il soit simple et que les quantités qui y figurent soient aisément calculables ou accessibles à l'expérience. Ces considérations m'ont conduit au principe d'équivalence suivant :

1° Étant donné à l'intérieur d'une cavité un chemin $\Gamma$ joignant deux points de la paroi, on peut faire correspondre, d'une manière univoque à chaque mode fondamental de vibration $\nu$ de la cavité, une cellule antirésonante $K_\nu$ constituée par une résistance, une capacité et une inductance en parallèle, possédant la même pulsation propre $\omega_\nu$ et la même surtension $S_\nu$ que la cavité excitée à sa résonance d'ordre $\nu$, et telle en outre que la différence de potentiel $U_\nu$ aux bornes de la cellule soit égale à l'intégrale $\int_\Gamma \vec{E}_\nu . \vec{ds}$ du champ électrique fondamental. Les constantes de la cellule seront dites *constantes de la cavité vue de* $\Gamma$ *pour la vibration propre considérée.*

*La cavité est équivalente à la chaîne des cellules* $K_\nu$ *mises en série.*

2° Si la cavité est effectivement excitée par un courant $i$ circulant le long de $\Gamma$, c'est ce même courant qui doit figurer dans le schéma équivalent comme courant d'excitation.

3° Si la cavité est couplée à un circuit extérieur par une boucle $\gamma$ encerclant un flux magnétique, le coefficient de mutuelle induction $M_\nu$ de chacune des cellules $K_\nu$ avec le circuit extérieur sera défini comme étant la quantité qui rend $M_\nu/L_\nu$, rapport des f. é. m. d'induction et d'excitation, égal au rapport des intégrales du champ électrique $E_\nu$ le long de $\gamma$ et de $\Gamma$. Dans ces conditions, il y aura encore égalité entre le courant qui circule dans la boucle et le courant figurant sur le schéma. D'autre part les $M_\nu$ permettent de passer aisément des constantes de la cavité vue de $\Gamma$ à celles de la cavité vue de $\gamma$.

Si le diélectrique est le vide (ce qui n'ôte rien à la généralité du principe), les constantes de la cavité vue de $\Gamma$ pour la vibration $\nu$ ont pour expression

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} L_\nu &= \frac{\lambda_\nu^2}{\pi}\,\frac{\left[\int_\Gamma \vec{E}_\nu.\vec{ds}\right]^2}{\iiint_V E_\nu^2\,d\tau} = 4\pi\,\frac{\left[\iint_{[\Gamma]} \vec{H}_\nu.\vec{d\sigma}_\Gamma\right]^2}{\iiint_V H_\nu^2\,d\tau}\ \text{cm},\\ C_\nu &= \frac{1}{4\pi}\,\frac{\iiint_V E_\nu^2\,d\tau}{\left[\int_\Gamma \vec{E}_\nu.\vec{ds}\right]^2}\ \text{cm},\qquad R_\nu = 60\lambda_\nu\,\frac{\left[\int_\Gamma \vec{E}_\nu.\vec{ds}\right]^2}{\iiint_V E_\nu^2\,d\tau}\,S_\nu\ \text{ohms},\\ M_\nu &= \frac{\lambda_\nu^2}{\pi}\,\frac{\left[\int_\Gamma \vec{E}_\nu.\vec{ds}\right]\left[\int_\gamma \vec{E}_\nu.\vec{ds}\right]}{\iiint_V E_\nu^2\,d\tau} = 4\pi\,\frac{\left[\iint_{[\Gamma]} \vec{H}_\nu.\vec{d\sigma}_\Gamma\right]\left[\iint_{[\gamma]} \vec{H}_\nu.\vec{d\sigma}_\gamma\right]}{\iiint_V H_\nu^2\,d\tau}\ \text{cm}. \end{aligned}\right.$$

Le coefficient de surtension $S_\nu$ est le produit par $2\pi$ du rapport, à la résonance $\nu$, de l'énergie électromagnétique de la cavité à la valeur moyenne de l'énergie perdue au cours d'un cycle. Si les seules pertes sont celles dues à l'effet Joule dans des parois de haute conductibilité, on obtient, en évaluant le courant induit dans celles-ci,

$$(2)\qquad S_\nu = \frac{1}{e_\nu\sqrt{2}}\,\frac{\iiint_V H_\nu^2\,d\tau}{\iint_\Sigma H_\nu^2\,d\sigma}.$$

Dans (1) et (2) on appelle $\lambda_\nu$ la longueur d'onde propre et $e_\nu$ l'épaisseur de peau en cm : $e_\nu = 1/2\pi.(\lambda_\nu c/2\chi\mu)^{1/2}$, $\chi$ désignant la conductivité de la paroi en u. é. s., c. g. s.; V le volume et $\Sigma$ la surface intérieure totale de la cavité; $[\Gamma]$, ou $[\gamma]$, une surface quelconque limitée par $\Gamma$ ou $\gamma$ et la paroi, et l'élément d'aire vectoriel étant $d\sigma_\Gamma$ ou $d\sigma_\gamma$.

Pour justifier ce principe d'équivalence, on fera dériver les champs d'un potentiel vecteur $A e^{j\omega t}$ (par $E = -j(\omega/c)A$, $H = \operatorname{rot} A$), solution de

$$(3)\qquad \Delta A + (\omega^2/c^2)A = 0,$$

avec la condition A normal ou nul sur les parois. Il en résulte une suite infinie discrète de pulsations propres $\omega_\nu$ et un ensemble complet orthogonal de vecteurs fondamentaux $A_\nu$. La solution générale de (3) est $A = \Sigma_\nu \alpha_\nu A_\nu$.

Considérons maintenant un courant d'excitation $i = \mathrm{I}\, e^{j\omega t}$ parcourant $\Gamma$ : les coefficients $\alpha_\nu$ seront déterminés par $\Delta(\Sigma_\mu \alpha_\mu \mathrm{A}_\mu) + (\omega^2/c^2)\Sigma_\mu \alpha_\mu \mathrm{A}_\mu = -(4\pi/c)\,\mathrm{I}$.

Multiplions scalairement par $\mathrm{A}_\nu$ et intégrons dans tout le volume de la cavité : par suite des relations d'orthogonalité d'une part, et de ce que $\Delta \mathrm{A}_\nu = -(\omega_\nu^2/c^2)\mathrm{A}_\nu$, on obtient $(\omega^2 - \omega_\nu^2)\alpha_\nu \iiint_{\mathrm{V}} \mathrm{A}_\nu^2\, d\tau = -4\pi c \int_\Gamma \vec{\mathrm{I}}.\vec{\mathrm{A}}_\nu ds$, ou encore en tenant compte de l'amortissement dû à l'imparfaite conductibilité des parois, $[\omega^2 - j(\omega\omega_\nu/\mathrm{S}_\nu) - \omega_\nu^2]\alpha_\nu \iiint_{\mathrm{V}} \mathrm{A}_\nu^2\, d\tau = -4\pi c \mathrm{I}\int_\Gamma \vec{\mathrm{A}}_\nu.\vec{ds}$.

En remplaçant $\alpha_\nu \mathrm{A}_\nu$ par $j(c/\omega)\mathrm{E}_\nu$, il vient

$$\frac{\omega_\nu}{4\pi}\,\frac{\iiint_{\mathrm{V}} \mathrm{E}_\nu^2\, d\tau}{\left[\int_\Gamma \vec{\mathrm{E}}_\nu.\vec{ds}\right]^2}\left[\frac{1}{\mathrm{S}_\nu} + j\left(\frac{\omega}{\omega_\nu} - \frac{\omega_\nu}{\omega}\right)\right] = \frac{1}{-\int_\Gamma \vec{\mathrm{E}}_\nu.\vec{ds}}.$$

Le membre de gauche de cette équation, transformé à l'aide des formules (1), devient $(1/\mathrm{R}_\nu) + j[\mathrm{C}_\nu\omega - (1/\mathrm{L}_\nu\omega)]$ qui est bien l'admittance de $\mathrm{K}_\nu$. D'autre part puisqu'on a posé $\mathrm{U}_\nu = -\int_\Gamma \vec{\mathrm{E}}_\nu.\vec{ds}$, le courant d'excitation de la cellule est $i$. Comme enfin $-\int_\Gamma \vec{\mathrm{E}}.\vec{ds} = -\Sigma_\nu \int_\Gamma \vec{\mathrm{E}}_\nu.\vec{ds} = \Sigma_\nu \mathrm{U}_\nu$, toutes les cellules doivent être mises en série.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les sels dits d'uranyle.* Note de M. **Pierre Jolibois**, présentée par M. Paul Lebeau.

Dans presque tous les traités de Chimie, il est fait mention de sels dans lesquels le cation est represénté par le radical $UO^2$. En 1924, M. M. Guichard [1] a fait observer que cette notion n'est pas indispensable et que la notation dualistique est plus claire. Plus récemment, dans une étude du sulfate d'uranium [2], j'ai fait remarquer qu'en solution, ni la conductibilité ni le pH n'indiquaient la formation d'un sel normal d'uranium hexavalent. Suivant les idées de Guichard, on se trouve amené à considérer l'existence d'un sel neutre hypothétique du type $(SO^4)^3U$ et à supposer que le sel dit d'uranyle est en réalité le sel basique $(SO^4)^3U$, $2UO^3$. Ce qu'il y a de remarquable dans la chimie de l'uranium hexavalent, c'est que seuls ces sels basiques se forment et que, de plus, beaucoup d'entre eux sont solubles.

Le but de cette Note est d'apporter en faveur de ces idées des arguments d'ordre expérimental.

1° Si l'on considère les spectres d'absorption infrarouges établis par

(1) *Conférences de Chimie minérale*, Paris, 1924, p. 230.

(2) P. Jolibois et Fouretier, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 1263.

J. Lecomte et R. Freymann ([3]) pour un certain nombre de sels dits d'uranyle, on est frappé par l'existence d'une bande située aux environs de 900 $cm^{-1}$ qui semble caractéristique de ces sels; or, cette bande, quoique légèrement décalée pour les oxydes $UO^3$ et $UO^3$, $H^2O$, est exactement à la place attendue pour $UO^3$, $2H^2O$. On est ainsi porté à admettre que le groupement $UO^3$ existe dans ces sels. Ceci n'est pas totalement exclusif de l'existence du groupement $UO^2$ si l'on considère le trioxyde comme un oxyde d'uranyle. Mais, lorsqu'on prend le spectre d'absorption infrarouge de $UO^2$, on constate que ce corps est transparent dans la région 900 $cm^{-1}$ et qu'il ne présente que deux bandes situées à 1538 et 1694 $cm^{-1}$. C'est donc admettre que le groupe $UO^2$ ne fait pas partie de la molécule, mais que $UO^3$ y est contenu, ce qui cadre bien avec la formule d'un sel basique.

2° Si $UO^2$ est considéré comme le cation, les phénomènes d'électrolyse doivent pouvoir nous renseigner. Or si l'on soumet à l'électrolyse le sulfate dit d'uranyle, on constate qu'il apparaît sur la cathode de platine un dépôt jaune qui se redissout dans l'électrolyte; puis, au bout d'un certain temps, lorsque ce dernier est saturé, le dépôt se produit régulièrement; on constate à l'analyse que le corps jaune formé est constitué par l'oxyde $UO^3$, $2H^2O$ exempt d'acide sulfurique. Ceci est en concordance avec les expériences que j'ai publiées précédemment sur l'électrolyse (en supposant l'hexavalence de l'uranium).

D'après ces expériences, l'ion uranium arrivant avec l'eau qui l'entoure au voisinage de la cathode donne lieu à un dégagement d'hydrogène et à un dépôt de l'oxyde de même valence que celle qu'il possédait dans le sel. Ce qui est à remarquer, c'est que le trioxyde se produit ainsi dans un milieu réducteur, en atmosphère d'hydrogène et qu'il ne subit aucune réduction malgré la présence de ce gaz à l'état atomique. Cet argument, par analogie avec ce que nous avons constaté dans de multiples électrolyses avec dépôt d'oxyde, milite encore en faveur de la présence d'uranium hexavalent dans les sels dits d'uranyle.

En somme, les radiations infrarouges nous renseignent sur la partie de la molécule qui contient $UO^3$ et, comme d'habitude, ne révèlent pas la présence d'un ion formé d'un élément. Quant à l'électrolyse, elle atteint, au contraire, la portion de la molécule qui contient l'ion; un sel basique serait, de ce point de vue, analogue à une juxtaposition moléculaire d'un sel et d'un oxyde insensible aux manifestations électrolytiques.

Pour toutes ces raisons, il n'y a donc pas lieu de considérer l'existence du radical uranyle qui ne correspond à aucun fait expérimental et qui risque de donner une idée fausse de la valence de l'uranium dans les sels généralement dénommés sels d'uranyle. La non-existence même à l'état solide des sels normaux d'uranium hexavalent, ainsi qu'il résulte des travaux de Colani ([4]),

---

([3]) *Bull. Soc. Chim.*, 8, 1941, p. 622.

([4]) *Bull. Soc. Chim.*, 43, 1928, p. 755.

ne saurait non plus être retenue comme un argument en faveur du maintien de cette notion ancienne de sel d'uranyle adoptée à une époque à laquelle on avait confondu l'oxyde $UO^2$ et le métal.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques nitriles et cétones de la série alicyclique en* $C^6$. Note de MM. **Max Mousseron** et **François Winternitz**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nitrile. — *Méthyl-3 cyano-1 cyclohexanes* cis *et* trans *actifs* ($C^8H^{13}N$). — Ces composés ont été obtenus selon la technique décrite par Grignard et Bellet ([1]) à propos des mêmes dérivés racémiques, par action du cyanogène sur le chlorure de méthyl-3 cyclohexylmagnésium. Mousseron et Granger ([2]) ont montré d'autre part que, par action de l'acide chlorhydrique ou du pentachlorure de phosphore sur le méthyl-3 cyclohexanol *trans*, on obtient, respectivement, les méthyl-3 chlorocyclohexanes *cis* et *trans*; ceux-ci conduisent aux deux méthyl-3 cyano-1 cyclohexanes *cis* et *trans* qui ont été ensuite fractionnés très soigneusement :

| | $É_{10}$. | $d_{25}$. | $n_D^{25}$. | $(\alpha)_{546}$. | $(\alpha)_{579}$. |
|---|---|---|---|---|---|
| *cis*................ | 78° | 0,891 | 1,44957 | −4°,35 | −3°,78 |
| *trans*............. | 81 | 0,898 | 1,45257 | −3 ,68 | −3 ,19 |

*Cyclohexène-2 acétonitrile* ($C^8H^{11}N$). — Le cyclohexène-1 acétonitrile a été déjà obtenu par Harding, Harworth et Perkin ([3]), par condensation de la cyclohexanone avec le cyanacétate d'éthyle sodé. Nous avons préparé son isomère en 2, en faisant réagir l'ester cyanacétique sur le dibromo-1.2 cyclohexane en présence d'éthylate de sodium. Après chauffage, on sépare l'ester cyclohexène-2 cyanacétique ($É_{15}$ 200°) $d_{25}$ 1,090, $n_D$ 1,50492) et de petites quantités d'un ester (dicyclohexène-2)yl cyanacétate d'éthyle cristallisé F 57-58°; le produit acide est l'acide cyclohexène-2 cyanacétique F 167-168° qui, décarboxylé, conduit au cyclohexène-2 acétonitrile cherché : $É_{18}$ 97°, $d_{25}$ 0,974, $n_D$ 1,47743.

L'hydrolyse énergique de cet acide par l'acide sulfurique puis par la potasse alcoolique permet de passer à l'acide cyclohexène-2 acétique dont l'amide F 147-148° est identique à celle déjà obtenue par Eijkmann ([4]) et par nous ([5]).

*Méthyl-5 cyano-1 cyclohexène actif* ($C^8H^{11}N$). — Nous l'avons préparé selon la technique d'Ultée ([6]) et Van Coille ([7]), en faisant agir le cyanure

---

([1]) *Comptes rendus*, **155**, 1912, p. 46.
([2]) *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 1480.
([3]) *J. Chem. Soc. London*, **93**, 1908, pp. 1945-1956.
([4]) *Chem. Zentr.*, II, 1909, p. 2146.
([5]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 157.
([6]) *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, **19**, 1909, p. 260.
([7]) *Bull. Soc. Chim. Belge*, **42**, 1933, p. 419.

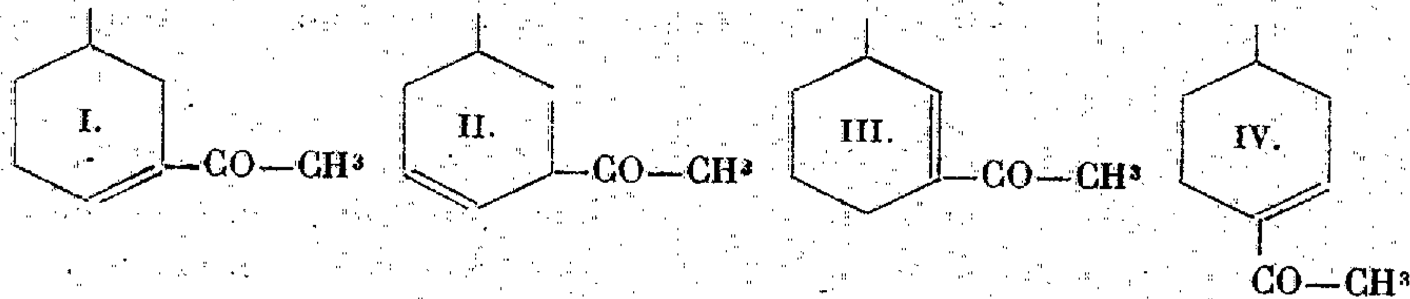
de potassium sur la combinaison bisulfitique de la méthyl-3 cyclohexanone active, puis déshydratation par le chlorure de thionyle du nitrile-alcool formé. Après de nombreux fractionnements à l'aide d'une colonne de deux mètres, nous nous sommes arrêtés au produit dont les constantes sont : $É_{25}$ 118°; $d_{25}$ 0,921; $n_D$ 1,4735; $(\alpha)_{546}$ + 122°; $(\alpha)_{579}$ + 106°,8.

Cétones. — Ces cétones sont obtenues par action des organomagnésiens sur le méthyl-5 cyano-1 cyclohexène actif.

| | $É_{15}$. | $d_{25}$. | $n_D$. | $(\alpha)_{546}$. | $(\alpha)_{546}/(\alpha)_{579}$. | Semicarbazone F. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Méthyl-5 éthylone-1 cyclohexène-1 | 105° | 0,995 | 1,5105 | —31°,78 | 1,13 | 188° |
| Méthyl-5 (propylone-$1_1$)-1 cyclohexène-1 | 115 | 0,975 | 1,4985 | —36 ,41 | 1,13 | 145 |
| Méthyl-5 (méthyl-$1_2$ propylone-$1_1$)-1 cyclohexène-1. | 120 | 0,951 | 1,4853 | —40 ,60 | 1,13 | 130 |

Nous avons parallèlement étudié l'action du chlorure d'acétyle sur le méthyl-1 cyclohexène-3 selon la réaction de Darzens (8) afin de déterminer le mode de fixation du radical acétyle.

La cétone brute résultant de l'action du chlorure d'acétyle sur le carbure actif, en présence de chlorure stannique (9), étant vraisemblablement un mélange d'isomères, le fractionnement a été réalisé après passage aux semicarbazones. Celles-ci ont pu être scindées en deux produits, F 188° (70 %), identique à celui qu'on a obtenu à partir du nitrile (I) et F 153° étant l'isomère par déplacement de la double liaison (II).




La même réaction sur le carbure racémique fournit les semicarbazones F 184° et F 159° dans les mêmes proportions.

Les autres isomères possibles ont des semicarbazones nettement différentes : pour (III) F 219° selon Haworth et Perkin (10), Wallach (11), et pour la forme (IV) F 220° d'après Perkin et Wallach (12) et Harries et Comberg (13).

L'oxydation par l'hypobromite de la cétone (I), ainsi que l'hydrolyse du méthyl-5 cyano-1 cyclohexène conduisent au même acide méthyl-5 cyclohexène carbonique F 56°. Or ce dernier acide se forme en majeure partie par oxydation de la cétone résultant de l'action du chlorure d'acétyle sur le méthyl-1 cyclohexène-3.

En résumé, lors de la fixation du chlorure d'acétyle sur le méthyl-1 cyclohexène-3, le radical acétyle se fixe en 3 et le chlore en 4; la perte des éléments de l'acide chlor-

(8) *Comptes rendus*, **150**, 1910, p. 707.
(9) J. Colonge et E. Duroux, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, **7**, 1940, p. 461.
(10) *J. Chem. Soc. London*, **99**, 1911, p. 128.
(11) *Ann. d. Chem.*, **379**, 1904, p. 146.
(12) *Ann. d. Chem.*, **374**, 1899, p. 205; *J. Chem. Soc. London*, **97**, 1910, p. 1930.
(13) *Ann. d. Chem.*, **410**, 1915, p. 44.

hydrique s'effectue selon deux modes, l'hydrogène du carbone en 3 ou celui du carbone en 5 pouvant intervenir, déterminant ainsi un déplacement de la double liaison conduisant à la formation de cétones α- et β-éthyléniques.

(*Propylone*-$3_2$)-3 *cyclohexène*-1 ($C^9H^{14}O$). — Cette cétone a été isolée par action de l'acétylacétone sodée sur le chloro-1 cyclohexène-2 préparé d'après Courtot et Pierron ([14]). Ses constantes sont : $É_{760}$ 195-197°, $d_{25}$ 0,940, $n_D$ 1,4695, semicarbazone F 164°. Notons que l'action de l'acétylacétone sodée sur le dibromo-1.2 cyclohexane conduisant théoriquement à la même cétone est restée sans résultat.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Actinidiacées. Développement de l'embryon chez l'*Actinidia chinensis *Planch.* Note de M. **René Souèges**, présentée par M. Pierre-Augustin Dangeard.

On a beaucoup discuté et l'on discute encore pour déterminer la vraie place des *Actinidia* dans la classification. On les a d'abord rangés dans les Théacées; P. Van Tieghem ([1]) les place parmi les Dilléniacées; K. Schnarf ([2]) leur reconnaît des liens de parenté avec les Cléthracées et Chenais ([3]) avec les Magnoliacées. Les systématiciens les plus autorisés ([4]) les considèrent aujourd'hui comme les représentants d'une famille spéciale. On peut se demander si les données embryogéniques qui, nulles jusqu'ici, n'ont pu intervenir dans les discussions, n'aideront pas à trouver la vraie solution du problème.

Chez l'*Actinidia chinensis*, il s'édifie, aux dépens du proembryon bicellulaire (*fig.* 1) une tétrade linéaire (*fig.* 3) dont les deux cellules inférieures, *m* et *ci*, issues de la cellule basale, donnent un suspenseur *sensu stricto* plus ou moins allongé (*fig.* 11 à 22, 27, 29, 34), les deux cellules supérieures *cc* et *cd* contribuant seules à la construction du corps embryonnaire.

Dans la généralité des cas, ces deux dernières cellules, par divisions transversales, produisent elles-mêmes une tétrade linéaire *seconde* constituée par les quatre éléments supérieurs *l*, *l'*, *h*, *h'* du proembyron octocellulaire (*fig.* 10). Les figures 4 à 7 représentent des formes intermédiaires à 6-7 cellules.

L'élément *l* engendre la partie cotylée; il se convertit, plus ou moins tard, en quatre octants supérieurs (*fig.* 16, 17, 22 à 25). L'élément *l'* correspond à la partie hypocotylée; il produit de même, plus tôt généralement, quatre octants inférieurs (*fig.* 12 à 20, 22, 24,

---

([14]) *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 45, 1929, p. 289.

([1]) *Traité de Bot.*, Paris, II, 1891, p. 1604.

([2]) *Sitzb. Akad. Wiss.*, Wien, 133, I, 1924, p. 17; *Vergl. Embryologie der Angiosperms*, Berlin, 1931, p. 104.

([3]) *Bull. Mus. Hist. nat.*, 13, 1941, p. 202.

([4]) E. Gilg u. E. Wedermann *in* Engler u. Prantl, 21, 1925, p. 36; J. Hutchinson, *Families of flowering plants. Dicotylons*, 1926, p. 177; R. von Wettstein, *Handb. der System.*, II, 1935, p. 245.

27). La séparation du dermatogène procède, dans les octants, par cloisons périclines (*fig.* 27 à 29). La figure 30 montre comment s'individualisent peu après le périblème et le plérome dans la partie hypocotylée; en 34, on peut voir comment, dans les cellules sous-épidermiques de la partie cotylée, se séparent les cellules-mères des cotylédons vers l'extérieur et, autour de l'axe, les initiales de l'écorce au point végétatif de la tige.

La cellule *h* (*fig.* 10) correspond à une cellule hypophysaire; par divisions verticales cruciales, elle donne naissance à quatre quadrants hypophysaires (*fig.* 25, 26, 32), qui, se segmentant tangentiellement (*fig.* 30, 31, 34), isolent intérieurement les initiales de l'écorce de la racine et, extérieurement, des éléments de la coiffe. Les premières parois dans les

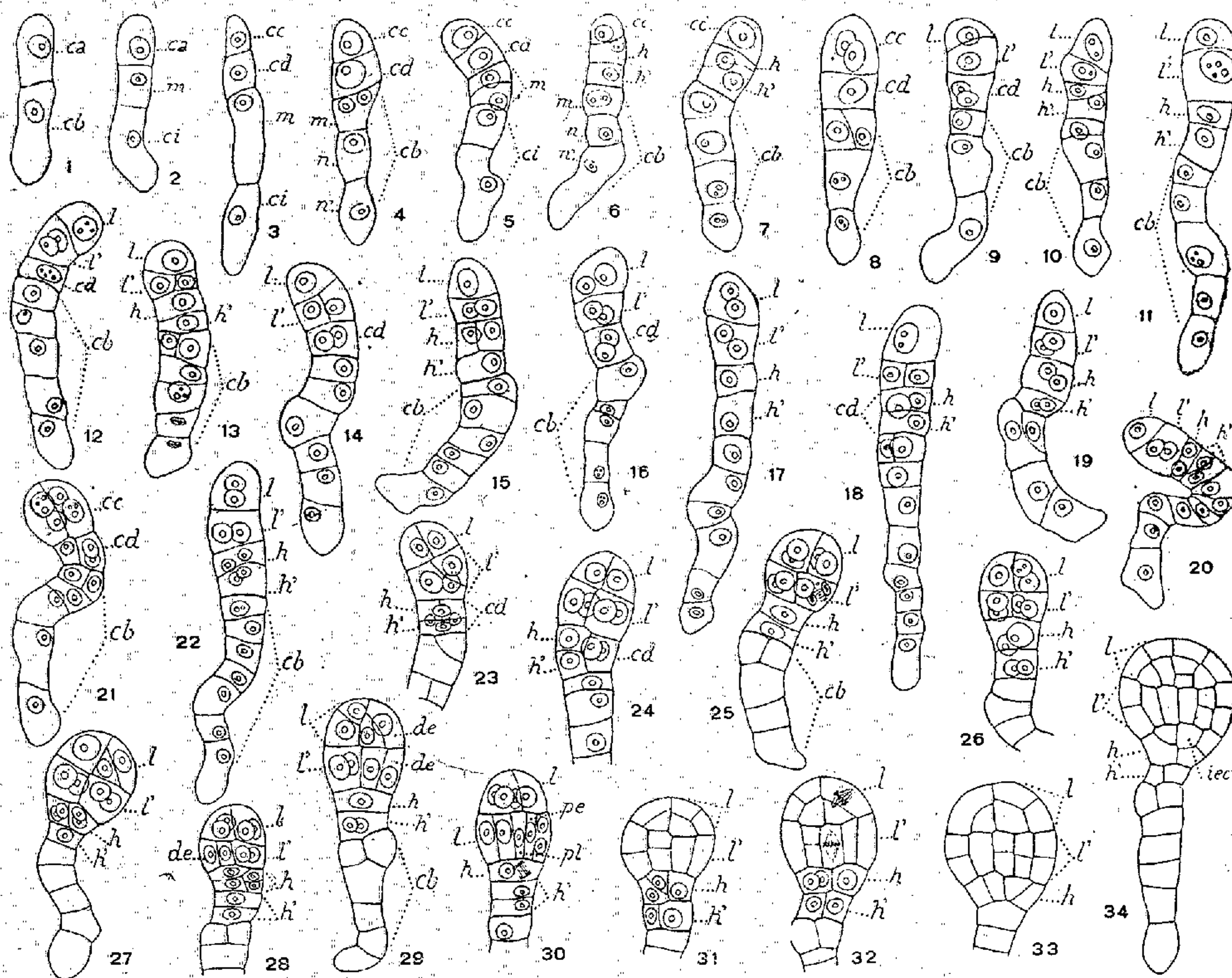



Fig. 1 à 34. — *Actinidia chinensis* Planch. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca*, cellule apicale du proembryon bicellulaire; *cb*, cellule basale, mère de *m* et de *ci*, donnant le suspenseur *sensu stricto*; *cc*, cellule supérieure de la tétrade première donnant la partie cotylée *l* et la partie hypocotylée *l'*; *cd*, cellule subterminale de la tétrade, mère de *h* et *h'*; *h*, hypophyse; *h'*, cellules culminantes de la coiffe ou éléments de suspenseur; *de*, dermatogène; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce de la racine. G. = 245.

quadrants hypophysaires peuvent ne pas être nettement tangentielles. Dans ce cas, les initiales de l'écorce se différencient aux dépens des cellules voisines de l'axe par cloisonnement transversal de ces cellules. La cellule *h'* (*fig.* 10) donne quelques éléments du suspenseur ou bien des cellules qui peuvent entrer dans la constitution de la partie culminante de la coiffe.

Les processus qui viennent d'être décrits rappellent ceux qui ont été observés chez le *Drosera rotundifolia* (5).

---

(5) R. Souèges, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1457.

Dans certains cas, la cellule *cc* de la tétrade *première* (*fig.* 3) se divise longitudinalement (*fig.* 8) et produit quatre quadrants (*fig.* 21) disposés dans un plan horizontal, puis, par divisions transversales des quadrants, quatre octants supérieurs et quatre octants inférieurs, selon des processus tout à fait comparables à ceux qui s'observent chez le *Capsella Bursa-pastoris* et qui ont été retrouvés chez les Hypéricacées ([6]). D'autre part, la cellule *cd* (*fig.* 3) peut se diviser tout d'abord longitudinalement et donner deux puis quatre cellules juxtaposées (*fig.* 9, 14 à 16) qui se segmentent plus tard transversalement (*fig.* 18, 23, 24) pour faire apparaître les deux assises *h* et *h'*.

Comme on le voit, l'embryon de l'*Actinidia*, tirant uniquement son origine de la cellule apicale du proembryon bicellulaire, se range dans la 2e période du système embryogénique, et, par les destinées de la cellule *cd*, dans le mégarchétype IV à côté du *Drosera* pour la majorité de ses formes, à côté des Hypéricacées pour certaines d'entre elles. La place de la plante se trouve ainsi justifiée dans l'une de ces alliances, Guttiférales ou bien Cistiflores, que les auteurs distinguent parmi les Thalamiflores-Méristémones et auxquelles ils assignent des limites assez variables. Ces recherches démontrent, en outre, combien j'ai eu raison, en discutant de la situation du *Drosera* dans la classification embryogénique ([7]) de ranger cette plante dans la 2e période où elle retrouve ses voisins naturels.

## COMITÉ SECRET.

La Commission chargée de dresser une liste de candidats à la place de Membre non résidant vacante par le décès de M. *Pierre Weiss* présente, par l'organe de M. le Président, la liste suivante :

*En première ligne* ................ M. **Émile Cotton**, à Grenoble.
*En seconde ligne*, ex æquo *par ordre alphabétique* ................ MM. **Pol Bouin**, à Clermont-Ferrand, **Maurice Gignoux**, à Grenoble.

Les titres de ces candidats sont discutés.
L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

A 16h15m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17h.

L. B.

---

([6]) R. Souèges, *Comptes rendus*, **180**, 1925, p. 949; **202**, 1936, p. 679.
([7]) R. Souèges, *Embryogénie et classification*, X, 1939, p. 79.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 8 NOVEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

SPECTROSCOPIE. — *Nouvelles mesures de longueurs d'onde dans les régions bleue et violette du spectre émis par le Ciel nocturne.* Note de MM. **JEAN CABANNES** et **JEAN DUFAY**.

Nous avons fait construire en 1933 un spectrographe à un prisme muni d'un objectif Cojan ouvert à F/0,7 avec une longueur focale de 80$^{mm}$ (1). Cet instrument permet de photographier les régions bleue et violette du spectre en une nuit de 5 à 7 heures. Plus de 100 spectres ont été ainsi obtenus au Pic du Midi, à Montpellier et à Forcalquier. Quelques autres ont été obtenus à Lyon avec un spectrographe à deux prismes, plus dispersif mais moins lumineux.

Nous avons mesuré, entre 3800 et 5200 Å, les longueurs d'onde d'un grand nombre de radiations en étudiant les meilleurs clichés d'abord au microscope (13 clichés), puis au microphotomètre enregistreur (34 clichés). Le tableau ci-après reproduit les valeurs obtenues sur les enregistrements, qui nous ont paru meilleures que celles fournies par la mesure directe au microscope.

| | | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 3834 | 1 | 4111 | (?) | 4316 | 3 | 4520,5 | 2 | 4798* | 4 |
| 3854 | 1 | 4117* | 1 | 4327 | 2 | 4535 | 5 | 4810 | 4 |
| 3873 | 3 | 4131* | 1 | 4348* | 1 | 4552 | 0 | 4824 | 5 |
| 3889 | 2 | 4140 | 2 | 4360* | 2 | 4569* | 3 | 4837 | |
| 3900 | 2 | 4158 | 2 | 4378 | (?) | 4581 | | 4869 | 1 |
| 3916 | 4 | 4169 | 5 | 4396 | 0 | 4604 | 1 | 4889* | 2 |
| 3949 | 3 | 4180 | 0 | 4408 | 4 | 4615 | 1 | 4904 | (?) |
| 3960 | 2 | 4188 | (?) | 4421 | 5 | 4632 | 1 | 4931 | 3 |
| 3982 | 1 | 4203 | (?) | 4442 | 2 | 4650,5 | 5 | 4960* | 1 |
| 4004 | (?) | 4219 | 0 | 4461 | 0 | 4670 | | 5002 | 1 |
| 4018 | 3 | 4239 | 1 | 4469 | 2 | 4682 | 1 | 5040 | 2 |
| 4048 | 3 | 4257 | 2 | 4477,5 | 3 | 4693* | | 5090 | 2 |
| 4063 | 2 | 4270 | 4 | 4488* | 3 | 4715 | 1 | 5130 | (?) |
| 4071 | 5 | 4278* | (?) | | | 4739* | | 5160 | (?) |
| 4088,5 | 3 | 4286* | 1 | | | 4772 | 2 | | |

(1) CH. FABRY, J. DUFAY et J. COJAN, *Étude de la lumière du fond du Ciel nocturne* (Éditions de la *Revue d'Optique*, Paris, 1934, p. 43); J. CABANNES et A. ROUSSET, *Journal de Physique*, 1, 1940, p. 181.

*Dans la plupart des cas l'écart entre ces nombres et ceux qu'avait donnés la mesure au microscope ne dépasse pas* 3 Å. Lorsque l'écart est plus grand (ou que la radiation n'a pas été observée au microscope) nous l'avons indiqué par un astérisque; il s'agit presque toujours de bandes faibles ou comprises dans un groupe difficile à débrouiller. Les radiations 4004 et 4904 Å n'ont pas été nettement retrouvées sur les enregistrements, bien que les mesures au microscope nous eussent conduits à les considérer comme réelles. Au delà de 5000 Å, nous avons observé 5 radiations au microscope et au comparateur; mais la moindre dispersion du prisme, la courbure du champ et la chute de sensibilité de la plaque photographique ne nous ont pas permis de mesurer leurs longueurs d'onde avec précision : le nombre exact peut différer de ±10 Å du nombre arrondi donné dans le tableau.

Les intensités ont été cotées de 0 à 5.

Grâce à nos enregistrements nous avons pu nous faire une idée du profil des bandes les plus intenses et les plus larges : les bandes 3949, 4071, 4169, 4316, 4421 et 4535 sont dégradées vers le rouge; les bandes 3916, 4018 et 4140, vers l'ultraviolet.

Malgré les précautions prises et le nombre important des clichés étudiés, il se peut que quelques-unes des radiations qui figurent dans le tableau n'existent pas réellement. Le fait est surtout à craindre pour des radiations très faibles ou appartenant à des groupes serrés. Dans d'autres cas au contraire nous avons l'impression d'avoir mal résolu un fouillis de raies et d'avoir indiqué, par une longueur d'onde unique, le centre de gravité d'un ensemble complexe. Mais l'accord remarquable entre les mesures au microscope et sur les enregistrements met hors de doute l'existence de la plupart des radiations indiquées dans le tableau et fixe la précision obtenue dans la mesure de leur longueur d'onde.

La liste actuelle corrige et précise celle que nous avions donnée en 1934 à la suite de nos premières observations ([2]). Mieux que toutes les listes publiées depuis lors par différents auteurs ([3]), elle donne une idée de la richesse et de la complication du spectre du ciel nocturne dans le bleu et le violet.

## ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre non résidant en remplacement de M. *Pierre Weiss*, décédé.

---

([2]) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 306.

([3]) J. V. Karandikar, *Indian Journal of Physics*, **9**, 1934-1935, p. 245; H. W. Babcock, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **51**, 1939, p. 47; C. Hoffmeister, *Zeitschrift für Astrophysik*, **19**, 1939, p. 116; C. T. Elvey, P. Swings et W. Linke, *Astrophysical Journal*, **93**, 1941, p. 337.

Le nombre des Membres titulaires ou non résidants présents à la séance est de 46.

Les trois premiers tours de scrutin donnent les résultats suivants :

| | Nombre de suffrages. | | |
|---|---|---|---|
| | 1er tour. | 2e tour. | 3e tour. |
| Nombre de votants | 42 | 43 | 43 |
| M. Émile Cotton | 15 | 18 | 21 |
| M. Pol Bouin | 14 | 15 | 13 |
| M. Maurice Gignoux | 13 | 10 | 9 |

Aucun des candidats n'ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, il est procédé, conformément au règlement, aux scrutins de ballotage entre les candidats qui n'en ont point deux autres supérieurs en suffrages. Le nombre des votants étant 43, le scrutin donne les résultats suivants :

| | Nombre de suffrages. | |
|---|---|---|
| | 1er tour. | 2e tour. |
| M. Émile Cotton | 21 | 24 |
| M. Pol Bouin | 17 | 16 |
| Bulletins blancs | 4 | 3 |
| Bulletin nul | 1 | |

M. **Émile Cotton**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement.

## CORRESPONDANCE.

M. **Henri Beghin** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Mécanique, par l'élection de M. *Louis de Broglie* aux fonctions de Secrétaire perpétuel pour les Sciences mathématiques.

M. **Joseph Magrou** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section de Botanique, par la mort de M. *Henri Colin*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

N. Kobozieff et Mme N. A. Pomriaskinsky-Kobozieff. *Précis de génétique appliquée à la médecine vétérinaire* (présenté par M. M. Caullery).

GÉOMÉTRIE. — *Action de certaines transformations birationnelles sur les nombres de Betti des variétés algébriques.* Note de M. **Roger Apéry**, présentée par M. Élie Cartan.

Appelons $\mathcal{V}$, $\overline{\mathcal{V}}$ deux variétés à $n$ dimensions, sans singularités, de nombres de Betti $R_i$, $\overline{R}_i$ qui se correspondent dans une transformation birationnelle

régulière sauf aux points M d'une variété V à $d$ dimensions de $\mathcal{V}$, de nombres de Betti $\rho_i$; à ces points correspondent des espaces $S_M$ à $(n-1-d)$ dimensions qui engendrent sur $\overline{\mathcal{V}}$ une variété $\overline{V}$ homéomorphe à $V \times S_M$ de nombres de Betti $\overline{\rho}_i$.

Effectuons d'une part une décomposition simpliciale de $\mathcal{V}$ telle que toute cellule appartienne entièrement à V ou lui soit entièrement étrangère, et d'autre part une décomposition simpliciale arbitraire de S. Nous définissons ainsi une décomposition simpliciale de $\overline{\mathcal{V}}$.

Parmi les cellules de $\overline{\mathcal{V}}$, nous appellerons *évanouissantes* celles qui correspondent dans $\mathcal{V}$ à une cellule de moindre dimension. Nous appellerons image d'une chaîne $\overline{X}$ de $\overline{\mathcal{V}}$, l'ensemble X des cellules de $\mathcal{V}$ qui correspond aux cellules non évanouissantes de la chaîne; s'il n'en existe pas, la chaîne elle-même est évanouissante; $\overline{X}$ est la source de X.

THÉORÈME I. — *La frontière de l'image est l'image de la frontière.*

A cause de l'additivité des frontières, il suffit de démontrer le théorème pour toute cellule de $\overline{\mathcal{V}}$. Le théorème est évident pour toute cellule non évanouissante.

Considérons une cellule évanouissante $A \times B$, où A est une cellule de V de frontière A′ et B une cellule de S de frontière B′. La frontière de $A \times B$ est $A \times B' \pm A' \times B$ (¹).

$A' \times B$ est évanouissant. Si B est de dimension $\geqq 2$, il en est de même pour $A \times B'$. Si B est de dimension 1, le terme $A \times B'$ est la différence de deux cellules de même image.

On en déduit les corollaires suivants : 1° tout cycle non évanouissant de $\overline{\mathcal{V}}$ a pour image un cycle de $\mathcal{V}$; 2° tout cycle de $\overline{\mathcal{V}}$ homologue à O a pour image un cycle de $\mathcal{V}$ homologue à O; 3° tout cycle de $\mathcal{V}$ non homologue à O est l'image d'un cycle de $\overline{\mathcal{V}}$ non homologue à O.

THÉORÈME II. — *Tout cycle $\overline{\mathcal{C}}$ de $\overline{\mathcal{V}}$ non homologue à* O *qui a pour image un cycle $\mathcal{C}$ de $\mathcal{V}$ homologue à* O *est homologue à un cycle évanouissant.*

Le cycle $\mathcal{C}$ est le bord d'une chaîne X image d'une chaîne $\overline{X}$ dont la frontière a pour image $\mathcal{C}$. Cette frontière est donc formée de $\overline{\mathcal{C}}$ et d'un cycle évanouissant. $\overline{\mathcal{C}}$ est homologue à un cycle évanouissant.

Un cycle évanouissant non homologue à O est nécessairement le produit topologique d'un cycle non homologue à O de V et d'un cycle de S homologue à un sous-espace linéaire $\sigma_h$ à $h$ dimensions de $S(h > 0)$; les points de $\sigma_h$ correspondent à une famille linéaire à $h$ dimensions de $S_{n-1}$ passant par un $S_d$ tangent à V.

THÉORÈME III. — *Le produit topologique d'un cycle non homologue à* O *de* V *et d'un sous-espace linéaire $\sigma_h$ de* $S(h>0)$ *est non homologue à* O.

Appelons $\overline{\mathcal{C}}$ le cycle considéré, $\mathcal{C}$ son transformé dans $\mathcal{V}$.

(¹) Voir, par exemple, ALEXANDROFF-HOPF, *Topologie*, I, Berlin, 1935, p. 304.

Si $\mathcal{C}$ est homologue à O, il est la frontière d'une chaîne $\overline{X}$. Nous pouvons supposer que $\overline{X}$ n'a pas d'élément commun avec $\overline{V}$ autre que $\overline{\mathcal{C}}$ : en effet, si une sous-chaîne de $\overline{X}$ appartenait à $\overline{V}$, comme $\mathcal{C}$ n'est pas homologue à O, cette sous-chaîne aurait pour frontière, outre $\overline{\mathcal{C}}$, un cycle homologue sur lequel notre hypothèse est valable.

L'image X de $\overline{X}$ n'a pas de frontière; c'est un cycle. Soit $\Sigma$ une variété $\mathcal{V}$ de dimension $n-d-h$ passant par V telle que le $S_{n-d-h-1}$ tangent à V en chaque point général M corresponde à un seul point de $\sigma_h$, et soit $\overline{\Sigma}$ la variété de $\overline{\mathcal{V}}$ transformée de $\Sigma$. Les chaînes X et $\overline{X}$ ont pour trace sur $\Sigma$ et $\overline{\Sigma}$ des chaînes $\Delta$ et $\overline{\Delta}$.

Les voisinages d'un point général M de V sont homéomorphes sur $\Delta$ et $\overline{\Delta}$, or M est intérieur à $\Delta$ et sur la frontière de $\overline{\Delta}$, ce qui est absurde. $\mathcal{C}$ est bien homologue à O.

On voit que tout cycle de $\overline{\mathcal{V}}$ est homologue à une combinaison linéaire de cycles de $\mathcal{V}$, et de cycles de $\overline{V}$ autres que ceux de V; on en déduit

$$\overline{R}_i = R_i + \overline{\rho}_i - \rho_i.$$

Ceci montre notamment que l'hypothèse de M. Ehresmann ([2]) concernant l'annulation des nombres de Betti d'ordre impair des surfaces rationnelles est inexacte.

*Extension.* — Les résultats restent valables si, au lieu d'une variété $V_d$, il y en a plusieurs sans point commun et si la variété $\overline{\mathcal{V}}$ a également des variétés fondamentales : dans ce dernier cas, on peut utiliser une variété auxiliaire.

*Dans tous les cas considérés, la différence entre les nombres de Betti de la variété et les nombres de Betti des éléments fondamentaux est conservée par la transformation.*

*Application.* — On obtient ainsi facilement les nombres de Betti des hyperquadriques par récurrence, de la surface cubique etc.

MÉCANIQUE. — *Sur les équilibres limites plans des milieux homogènes.* Note de M. **André Charrueau**, présentée par M. Henri Villat.

Les notations sont celles d'une ([1]) de nos Notes antérieures ([2]) sur les équilibres limites. Le milieu est *isotrope* et *homogène*, et le *poids* de chaque élément est la *seule force massique* qui agit sur lui. Prenons pour axe $Oy$ une demi-droite verticale et ascendante. Nous avons $X=0$, $Y=-\varpi$ ($\varpi$, poids spécifique constant, $>0$). Soit $\tan g\varphi$ le coefficient angulaire de la tangente commune, au point $(\nu, \tau)$, à la circonférence de Mohr et à la

([2]) *Annals of Mathematics*, 35, II, 1934, p. 443.

([1]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 311.

([2]) *Comptes rendus*, 210, 1940, pp. 624 et 625; 211, 1940, pp. 8 à 10; 213, 1941, pp. 820-822; 217, 1943, pp. 311 et 361.

courbe intrinsèque $\Gamma$, supposée *quelconque*, et soit $\theta$ l'angle de la droite suivant laquelle s'exerce la plus grande contrainte principale et de la droite des $x$ $[\tau \geqq 0, -(\pi/2) \leqq \varphi \leqq \pi/2, 0 \leqq \theta \leqq \pi]$.

*Cherchons les équilibres limites plans tels que le jacobien* $D(m, \theta)/D(x, y)$ *soit identiquement nul.* Pour ces équilibres, $D(N_x, T_{xy})/D(x, y)$, $D(N_y, T_{xy})/D(x, y)$ et $D(N_x, N_y)/D(x, y)$ sont aussi identiquement nuls ([3]). Les cas suivants sont à examiner :

I. $m$ et $\theta$ sont *constants* dans tout le milieu. On voit qu'il n'y a pas d'équilibre limite possible.

II. $m$ est *constant* dans tout le milieu. On démontre qu'il n'y a pas d'équilibre limite possible.

III. $\theta$ est *constant* dans tout le milieu.

1° Supposons $\varphi$ égal à $+(\pi/2)$ ou à $-(\pi/2)$ dans tout le milieu. Chacune de ces valeurs de $\varphi$ correspond à un sommet arrondi de $\Gamma$. Soit $\nu_0$ l'abscisse de ce sommet. Si le centre de courbure correspondant de $\Gamma$ a pour abscisse $\nu_1 \neq \nu_0$, les équations du problème sont satisfaites pour $m = -(\varpi/2)y +$ fonction arbitraire de $x$, $N_x = \nu_0$, $N_y = 2m - \nu_0$, $T_{xy} = 0$, avec $\nu_0 \leqq m \leqq \nu_1$, $\varphi = \pi/2$, $\theta = \pi/2$, ou avec $\nu_0 \geqq m \geqq \nu_1$, $\varphi = -(\pi/2)$, $\theta = 0$.

2° Si l'on a $|\varphi| \neq \pi/2$, les équations d'équilibre donnent

$$(1) \qquad \frac{\partial m}{\partial x} = \frac{\varpi \sin\varphi \sin 2\theta}{\cos^2\varphi}, \qquad \frac{\partial m}{\partial y} = -\frac{\varpi(1 + \sin\varphi \cos 2\theta)}{\cos^2\varphi}.$$

La condition d'intégrabilité n'est satisfaite que pour $\sin 2\theta = 0$ ou $d\varphi/dm = 0$.

*a.* Si $\Gamma$ est quelconque, l'équilibre limite est tel que $\theta = 0$ ou $\pi/2$, $T_{xy} = 0$, $N_y = -\varpi y +$ const.

*b.* Si $\Gamma$ est formé de deux droites ($\varphi =$ const., nulle ou non) et si l'on pose $\tang\alpha = (\sin\varphi \sin 2\theta)/(1 + \sin\varphi \cos 2\theta)$, $m$ est une fonction linéaire de $-x \sin\alpha + y \cos\alpha$ déterminée par les équations (1) à une constante additive près; l'angle $\theta$, constant, est quelconque. Soient $Ox'$, $Oy'$ deux axes rectangulaires tels que $(Ox, Ox') = \alpha$. Dans le plan des $\nu$, $\tau$, les points $(N_x, T_{xy})$ et les points $(N_{y'}, T_{x'y'})$ sont tous situés sur la *droite* dont le coefficient angulaire est égal à $\tang\alpha$, cette droite passant par le sommet de $\Gamma$ (ou sur une *droite* parallèle à l'axe des $\nu$ si $\Gamma$ est formée de deux droites parallèles à cet axe). On a là un équilibre limite de Rankine.

IV. *$m$ et $\theta$ varient.* Alors $\theta$ et, par suite, $N_x$, $N_y$, $T_{xy}$ sont des fonctions de $m$. Les équations d'équilibre peuvent s'écrire

$$(2) \qquad \frac{dN_x}{dm}\frac{\partial m}{\partial x} + \frac{dT_{xy}}{dm}\frac{\partial m}{\partial y} = 0, \qquad \frac{dT_{xy}}{dm}\frac{\partial m}{\partial x} + \frac{dN_y}{dm}\frac{\partial m}{\partial y} = -\varpi.$$

---

([3]) Il existe alors quatre identités analogues pour tout autre système d'axes rectangulaires.

Le déterminant des coefficients de $\partial m/\partial x$ et de $\partial m/\partial y$ dans (2) est

$$\Delta = \frac{dN_x}{dm}\frac{dN_y}{dm} - \left(\frac{dT_{xy}}{dm}\right)^2 = \cos^2\varphi - 4a^2\left(\frac{d\theta}{dm}\right)^2. \tag{3}$$

Il n'y a *pas de solution* telle que $m$ et $\theta$ varient et que $\Delta$ *soit identiquement nul*.

*Si l'on a* $\Delta \neq 0$, on voit que

$$\frac{\partial m}{\partial x} = \frac{\varpi}{\Delta}\frac{dT_{xy}}{dm}, \qquad \frac{\partial m}{\partial y} = -\frac{\varpi}{\Delta}\frac{dN_x}{dm}. \tag{4}$$

De la condition d'intégrabilité on déduit : 1° que $m$ et, par suite, $\theta$, $N_x$, $N_y$, $T_{xy}$ sont des fonctions de $-x\sin\beta + y\cos\beta$, $\beta$ étant une constante arbitraire; 2° que

$$-N_x\sin\beta + T_{xy}\cos\beta = C = \text{const.} \tag{5}$$

Soient $Ox'$, $Oy'$ deux axes rectangulaires tels que $(Ox, Ox') = \beta$. Des équations d'équilibre écrites pour les axes $Ox'$, $Oy'$ et du premier résultat tiré de la condition d'intégrabilité, on déduit que

$$N_{y'} = -\varpi y'\cos\beta + \text{const.}, \qquad T_{x'y'} = -\varpi y'\sin\beta + \text{const.} \tag{6}$$

$N_{x'}$ sera l'une des fonctions de $y' = -x\sin\beta + y\cos\beta$ qui, compte tenu de (6), satisfont à l'équation finie exprimant que l'équilibre est limite, écrite pour les axes $Ox'$, $Oy'$. Dans le plan des $\nu$, $\tau$, les points $(N_x, T_{xy})$ et les points $(N_{y'}, T_{x'y'})$ sont tous situés sur la *droite* $-\nu\sin\beta + \tau\cos\beta = C$.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Réactivité après fluage à chaud des aciers traités.* Note [1] de MM. **Jean de Lacombe** et **Charles Crussard**, présentée par M. Albert Portevin.

L'étude de la réactivité, diminution de longueur qui résulte de la suppression de la charge après fluage, constitue une méthode d'investigation indirecte du mécanisme de la déformation au cours du fluage.

Elle a été faite, à titre d'exemple, sur un acier contenant, C 0,40; Ni 4,40; Cr 1,50; Mo 0,43 %, forgé, normalisé, traité par trempe à l'huile à 850° et revenu 6 heures à 650°. Le fluage et la réactivité ont été enregistrés à la traction entre 450° et 600°, avec des charges de 5 à 35 kg/mm² agissant pendant des durées de 1 minute à 70 heures. Le mode opératoire décrit antérieurement [2] comporte, en particulier, l'application et la suppression de la charge sans choc, mais en une ou deux secondes seulement, avec enregistrement à grande vitesse des portions de courbe correspondantes.

---

(1) Séance du 18 octobre 1943.

(2) *Rev. Métall. Mém.*, 39, 1942, pp. 105-111, 152-158 et 180-188.

La comparaison des allongements de fluage et des raccourcissements de réactivité, en prenant l'origine du temps respectivement à l'application et à la suppression de la charge, conduit aux constatations suivantes :

*a*. Il se produit une variation de longueur instantanée de même grandeur dans les deux cas. Elle représente la portion élastique de la déformation, et conduit ici à un module de 17 000 kg/mm² à 500° avec une bonne vérification de la loi de Hooke.

*b*. Les deux courbes sont à peu près identiques pendant une courte durée qui excède rarement une minute. La vitesse initiale de réactivité est sensiblement égale à la vitesse initiale de fluage, quels que soient la durée et l'allongement du fluage.

Ces deux vitesses sont proportionnelles à la charge (*fig.* 1). Une certaine

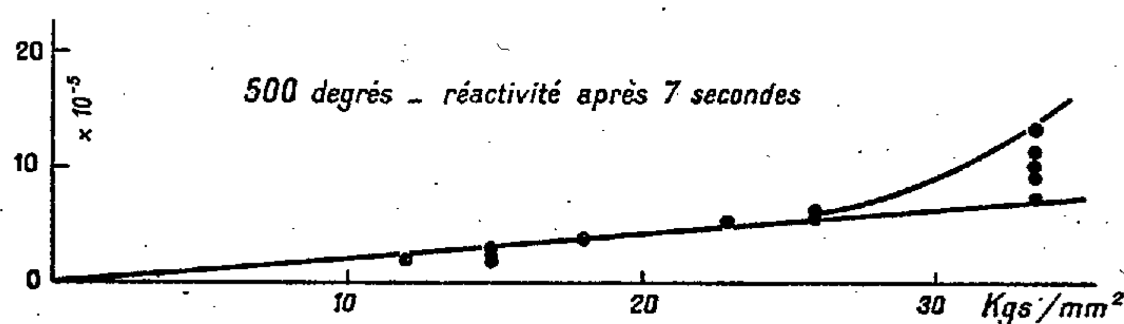



Fig. 1.

dispersion se produit aux charges élevées, sans que les deux vitesses cessent d'être égales pour chaque essai ([3]).

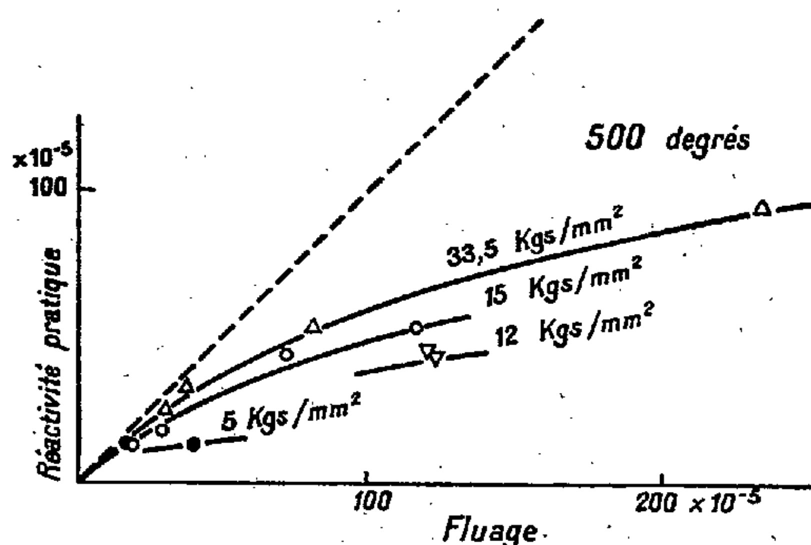



Fig. 2.

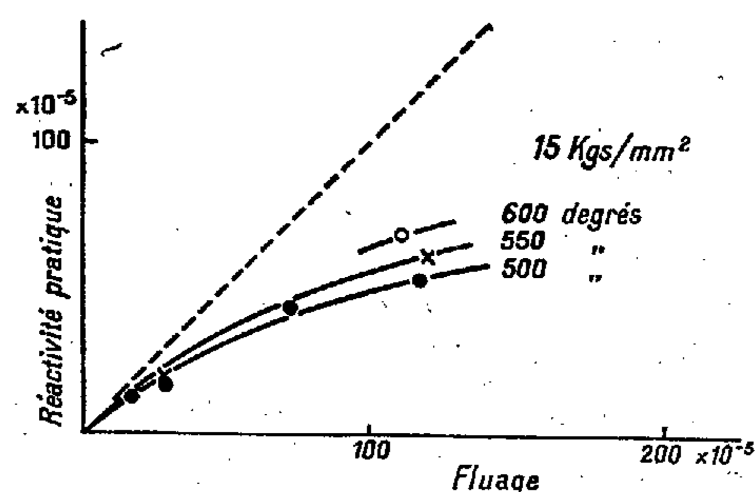



Fig. 3.

*c*. La réactivité devient ensuite progressivement plus lente que le fluage. Elle n'en a pas l'allure parabolique ralentie, générale dans le fluage des aciers de ce type ([2]), mais elle semble tendre vers une asymptote horizontale. Les

([3]) En rapprochant ces résultats de quelques observations faites par l'un de nous (*Rev. Métall.*, 39, 1942, p. 185) après décharge partielle, ainsi que d'essais de surcharge, on est conduit à constater que les variations instantanées de charge au cours d'un essai de fluage à charge constante produisent d'une manière générale des variations instantanées de vitesse qui leur sont proportionnelles. Cette règle est valable pour les aciers du type étudié ici.

lois empiriques que l'on peut proposer ne donnent pas d'indication suffisante sur la limite vers laquelle elle tend à l'infini. On constate seulement qu'au bout de quelques dizaines d'heures la vitesse de réactivité est devenue si faible que l'on atteint pratiquement une amplitude limite.

La figure 2 donne la variation de cette amplitude pratique en fonction de l'allongement de fluage (déduction faite du terme élastique) pour diverses charges à une même température (500°), et la figure 3 pour une même charge (15 kg/mm²) à diverses températures. Sur ces deux figures, la droite à 45 degrés correspond à l'annulation de l'allongement résiduel. On s'en rapproche d'autant plus que l'allongement de fluage a été plus faible et, pour un même allongement de fluage, qu'il a été obtenu sous une charge plus forte ou à température plus élevée, c'est-à-dire en un temps plus court.

CHALEUR. — *Extension, aux milieux illimités, de la méthode générale d'intégration de Fourier, relative aux milieux limités.* Note [1] de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Aimé Cotton.

La méthode d'intégration de Fourier tombe si un milieu est illimité. Or nous avons appris [2] à écrire, dans tous les cas, la solution de l'équation de la chaleur, au moyen d'expressions où le temps figure dans les dénominateurs d'exposants négatifs; dans une nouvelle Note [3] nous avons donné, pour cette nouvelle formulation, un moyen très pratique, fondé sur la sommation du développement de Fourier relatif à un milieu, hors de ce milieu. Cette sommation va avoir, pour principale application, la solution des problèmes de la chaleur dans le cas des systèmes complexes illimités.

Supposons en effet qu'un des constituants du système voie son épaisseur $l$ augmenter indéfiniment. Pour mettre la solution sous la deuxième forme, il fallait connaître la distribution initiale $F(x)$ des températures, de $x = -\infty$ à $x = +\infty$. Il suffit alors d'avoir son expression de $x = -l$ à $x = +l$; l'expression explicite $F_1$ que nous savons former de $-l$ à o, et la loi $F_2$ donnée par hypothèse entre o et $l$, donnent la solution par la somme de deux intégrales seulement, portant sur des expressions analytiques connues

$$(1) \qquad V(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi K t}}\left[\int_{-l}^{0} F_1(v)e^{-\frac{(v-x)^2}{4Kt}}\,dv + \int_{0}^{l} F_2(v)e^{-\frac{(v-x)^2}{4Kt}}\,dv\right].$$

K est la diffusivité thermique. Il faudra faire croître $l$ indéfiniment. Nous avons appliqué la méthode à divers problèmes que nous citons ci-dessous; pour tous, le développement F a pour singularités les multiples de $2l$, et o.

---

([1]) Séance du 18 octobre 1943.

([2]) *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 590.

([3]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 364.

1° *Refroidissement du mur rayonnant d'épaisseur indéfinie.* — On considère ce problème comme la limite, pour l'épaisseur $l$ infinie, d'un disque isolé sur une de ses faces, l'autre étant caractérisée par le coefficient de convection $h$. L'origine étant prise sur la face refroidie, $\theta$ étant la température initiale uniforme, le développement, entre o et $l$, est

$$2\theta\Sigma \sin u \cos(ux:l-u):(u+\sin u\cos u).$$

Les $u$ sont racines de l'équation $u \operatorname{tang} u=\lambda$, $\lambda$ étant égal à $hl:k$, et $k$ étant la conductivité. La méthode ([3]) s'applique. P et Q étant les séries partielles à sommer respectivement en cosinus et en sinus et ces séries entre o et $l$ satisfaisant à la relation $P(x)+Q(x)=\theta$, le terme général de P est de l'ordre de $n^{-2}\cos(n-1)\pi x:l$, celui de Q, de l'ordre de $n^{-3}\sin(n-1)\pi x:l$. Entre o et $l$, $Q(x)$ satisfait à l'équation différentielle $\lambda Q+lQ'=\lambda\theta$, et Q est nul pour $x=0$. Entre $-l$ et o, $P(x)=P(-x)$, et $Q(x)=-Q(-x)$. D'où, en posant $h:k=h'$, l'expression $F_1$ de F entre $-l$ et o

$$F_1(x)=(2e^{h'x}-1)\theta.$$

On en déduit, par (1), en faisant $l=\infty$, l'expression classique de V.

2° *Échauffement d'un bloc métallique* (touchau) *par contact avec un disque isolant d'épaisseur indéfinie.* — Le bloc, de capacité calorifique C, infiniment conducteur, a initialement la température o°. Le disque d'épaisseur $l$ a pour conductivité $k$, pour chaleur spécifique volumique $c\rho$, et l'on pose $lc\rho:C=\gamma$. Le disque est en contact avec le bloc par la face prise pour origine; l'autre face est thermiquement isolée. La température initiale est uniformément $\theta$.

Nous prendrons le développement de Fourier, dans le disque, sous la forme

$$F(x)=\gamma\theta:(\gamma+1)-P(x)-Q(x) \tag{2}$$

avec

$$P(x)=2\sum\frac{\cos^2 u}{\gamma+\cos^2 u}\cos\frac{ux}{l},\qquad Q(x)=2\sum\frac{\cos u\sin u}{\gamma+\cos^2 u}\sin\frac{ux}{l}.$$

Les $u$ sont racines (la racine zéro a été mise à part) de l'équation $\gamma\operatorname{tang} u+u=0$. La méthode ([3]) s'applique. Entre o et $l$, les expressions analytiques P et Q sont liées par la relation (2) où l'on fait $F(x)=\theta$; et, d'autre part, par l'équation différentielle $P'=\gamma Q$. La série P est continue, mais la série Q est discontinue, pour $x=0$. On écrit, enfin, que le développement $F(x)$ vaut o pour $x=0$, $\theta$ pour $x=+0$, et $-\theta$ pour $x=-0$, que $P(+0)=P(-0)$, $Q(+0)=-Q(-0)$. Cela détermine complètement, entre o et $l$, les expressions analytiques sommes des séries P et Q. Entre $-l$ et o, $P(x)=P(-x)$, $Q(x)=-Q(-x)$. D'où, entre $-l$ et o, la valeur $F_2$ de F :

$$F_1(x)=\left(1-2e^{\frac{c\rho}{C}x}\right)\theta.$$

Il en résulte, par (1), la distribution de température dans le disque

$$V(x, t) = \theta\left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{\frac{c\rho}{C}\left(\frac{kt}{\theta} + x\right)} \int_{x\sqrt{\frac{c\rho}{4kt}} + \sqrt{\frac{ckt\rho}{C}}}^{\infty} e^{-v^2}\, dv\right]$$

que nous avons déjà obtenue ([4]) par une autre méthode, mais seulement pour $x = 0$.

3° *Même problème, le contact touchau-disque étant imparfait* ([4]). Il y a une résistance de passage R par unité de surface. Le développement comporte le même terme constant, et reste un développement en $\cos(ux : l - u)$. Les $u$ sont les racines de l'équation $ul + (\gamma l - Rku^2) \tan g u = 0$ (la racine zéro étant mise à part). La méthode ([4]) s'applique. P et Q, déjà liés par l'équation (2), le sont aussi par l'équation du 2e ordre $-lP' + \gamma l Q + RkQ'' = 0$. La série Q est continue et nulle pour $x = 0$ [d'où $Q(0) = 0$]. On écrit, d'autre part, l'équation du flux de chaleur à la séparation des deux milieux, ce qui fait intervenir les valeurs prises par les dérivées des séries trigonométriques pour $x = 0$. La dérivée de la série P est nulle; on en déduit la valeur de la dérivée de la série Q, qui est égale à la dérivée $Q'(0)$ de l'expression continue solution de l'équation différentielle. Les fonctions P et Q sont alors entièrement déterminées.

La détermination de $V(x, t)$ peut être poussée jusqu'au bout, mais les calculs sont trop complexes pour trouver place ici.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur le calcul du temps de relaxation des molécules.* Note de M. **Robert Guillien**, présentée par M. Aimé Cotton.

La dispersion de la constante diélectrique $\varepsilon'$ et de l'absorption électrique $\varepsilon''$ d'un gaz polaire parfait est donnée par les formules classiques de Debye. Ces formules représentent assez bien les propriétés des liquides et on les emploie pour calculer le temps de relaxation $\tau$ des molécules.

On utilise habituellement la dispersion de $\varepsilon'$, ou mieux de $\varepsilon''$, à température constante. Si $F_M$ désigne la fréquence qui, à la température T, rend $\varepsilon''$ maximum, on calcule $\tau$ par la relation : $2\pi\tau F_M[(\varepsilon_1 + 2)/(\varepsilon_0 + 2)] = 1$, où $\varepsilon_1$ est la constante diélectrique statique, et $\varepsilon_0$ cette constante lorsque F devient infini. Ce procédé suppose que $\varepsilon''$ est mesuré sans erreur systématique dans un domaine très étendu de fréquences, ce qui est difficile à réaliser, car il n'est guère possible d'employer un appareil et même une méthode uniques pour toutes les fréquences depuis les fréquences acoustiques jusqu'à celles des ondes courtes.

Nous allons montrer que l'on peut utiliser pour la détermination du temps de relaxation $\tau$ la variation thermique de $\varepsilon''$ à fréquence constante, plus facile à étudier que la dispersion. Désignons par $z$ la quantité $[\varepsilon''/(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)]^2$.

---

([4]) *Chaleur et Industrie*, 1937, p. 331.

La théorie de Debye montre que $z$ est égal à

$$A - A^2 \qquad \text{avec } A = \frac{1}{1 + \left(2\pi F\tau \frac{\varepsilon_1 + 2}{\varepsilon_0 + 2}\right)^2}.$$

Comme $\varepsilon_1$ et $\varepsilon_0$ sont indépendants de F, la fréquence $F_M$ est donnée par $\partial z/\partial F = 0 = (1 - 2A)(\partial A/\partial F)$. La température $T_M$ qui rend $z$ maximum est donnée par $\partial z/\partial T = 0 = (1 - 2A)(\partial A/\partial T)$. *Une équation unique* $1 - 2A = 0$ *représente donc à la fois la variation de* $F_M$ *avec la température* T, *et la variation de* $T_M$ *avec la fréquence utilisée pour les mesures*. Or la courbe donnant $T_M$ en fonction de F est commode à obtenir expérimentalement; il suffit que $\varepsilon''$ soit mesuré, en fonction de T, en unités arbitraires, et il n'est pas même nécessaire que cette unité soit la même pour les courbes ($\varepsilon''$, T) relatives aux différentes fréquences. On déterminera seulement pour chaque fréquence la température $T_M$ à laquelle $\varepsilon''/(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)$ est maximum.

A partir de la courbe expérimentale (F, $T_M$) et de la relation

$$2\pi F\tau \frac{\varepsilon_1 + 2}{\varepsilon_0 + 2} = 1,$$

nous avons calculé pour l'alun de Al et $NH^4$ qui, bien que cristallisé, suit remarquablement [1] la théorie de Debye, le temps de relaxation en fonction de la température absolue.

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $T_M$. | 51 | 63 | 70 | 74 | 77,5 | 81,5 | 87 | 96 |
| $\tau$... | $2,22.10^{-3}$ | $1,68.10^{-5}$ | $1,49.10^{-6}$ | $5,71.10^{-7}$ | $2,29.10^{-7}$ | $8,9.10^{-8}$ | $3,5.10^{-8}$ | $9,1.10^{-9}$ |

Ces valeurs de $\tau$ varient fortement avec la température, mais elles obéissent bien à la loi simple $\log_{10}\tau = a + b/T$ avec $a = -14,108$ et $b = 585$. Il est remarquable que, dès que la température $T_M$ est supérieure de quelques degrés à la température limite correspondant à la fréquence zéro, les autres aluns du type $\alpha$ suivent une loi de même forme avec une valeur de $b$ très voisine de la précédente, et qu'il en soit de même pour l'alun de sodium, bien qu'il soit d'un type différent et présente une chute brusque de sa constante diélectrique.

MAGNÉTISME. — *Susceptibilité magnétique aux basses températures des solutions solides* MnO-MgO et FeO-MgO. Note [1] de MM. **Henri Bizette** et **Belling Tsai**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les figures 1 et 2 représentent respectivement les résultats de mesures à différentes températures des susceptibilités magnétiques de quelques solutions solides de protoxyde de manganèse et de magnésie d'une part, de protoxyde

---

[1] R. Guillien, *Cahiers de Physique*, 1942, 11, p. 31.

[1] Séance du 26 octobre 1943.

de fer et de magnésie d'autre part. Les susceptibilités à la température ordinaire, rapportées à une molécule-gramme d'oxyde paramagnétique, sont d'autant plus grandes que la proportion de magnésie est plus forte. Les solutions MnO-MgO suivent approximativement la loi de Curie-Weiss $\chi_M = C_M/(T + \theta)$ entre 290°K. et 150°K. Les températures $\theta$ diminuent

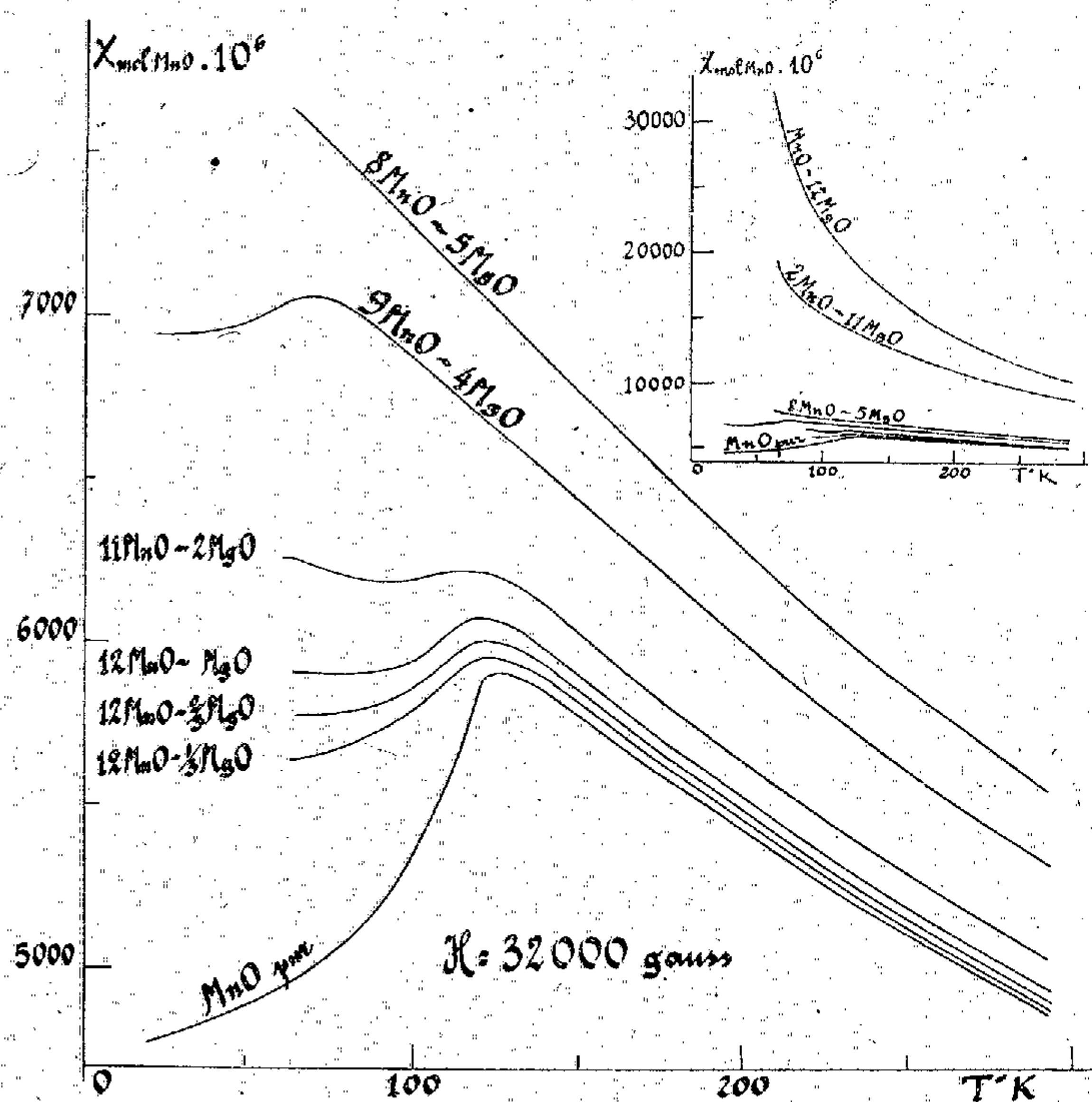



Fig. 1.

progressivement quand la teneur en magnésie augmente; la diminution de $\theta$ varie de 610°K. pour MnO pur, à 500°K. pour la solution de composition 8MnO-5MgO. Les solutions FeO-MgO ne suivent pas la loi de Curie-Weiss. La baisse de la susceptibilité, quand la température diminue à partir de la température du point de transition, prend de moins en moins d'amplitude et finit par disparaître pour des proportions relativement faibles de magnésie; en même temps le maximum se déplace vers les basses températures. Le maximum aigu de la chaleur spécifique doit également s'évanouir rapidement. Ces faits s'interprètent en remarquant que le passage de l'antiferromagnétisme au paramagnétisme constitue une transformation de deuxième ordre et qu'en diluant le protoxyde de manganèse ou le protoxyde de fer dans la magnésie les actions réciproques entre ions magnétogènes se trouvent rapidement entravées. Il est fort instructif de rapprocher les courbes de la figure 2 des résultats obtenus par J. Becquerel sur le pouvoir rotatoire magnétique de quelques sidéroses et mésitites. Nous avons fait état de la similitude des phénomènes dans une précédente Note sur l'antiferromagnétisme des ions ferreux.

Les solutions solides MnO-MgO ont été préparées en précipitant par l'acide oxalique une solution d'acétates de manganèse et de magnésium, puis en évaporant à sec et en calcinant à 1100° dans un courant d'hydrogène

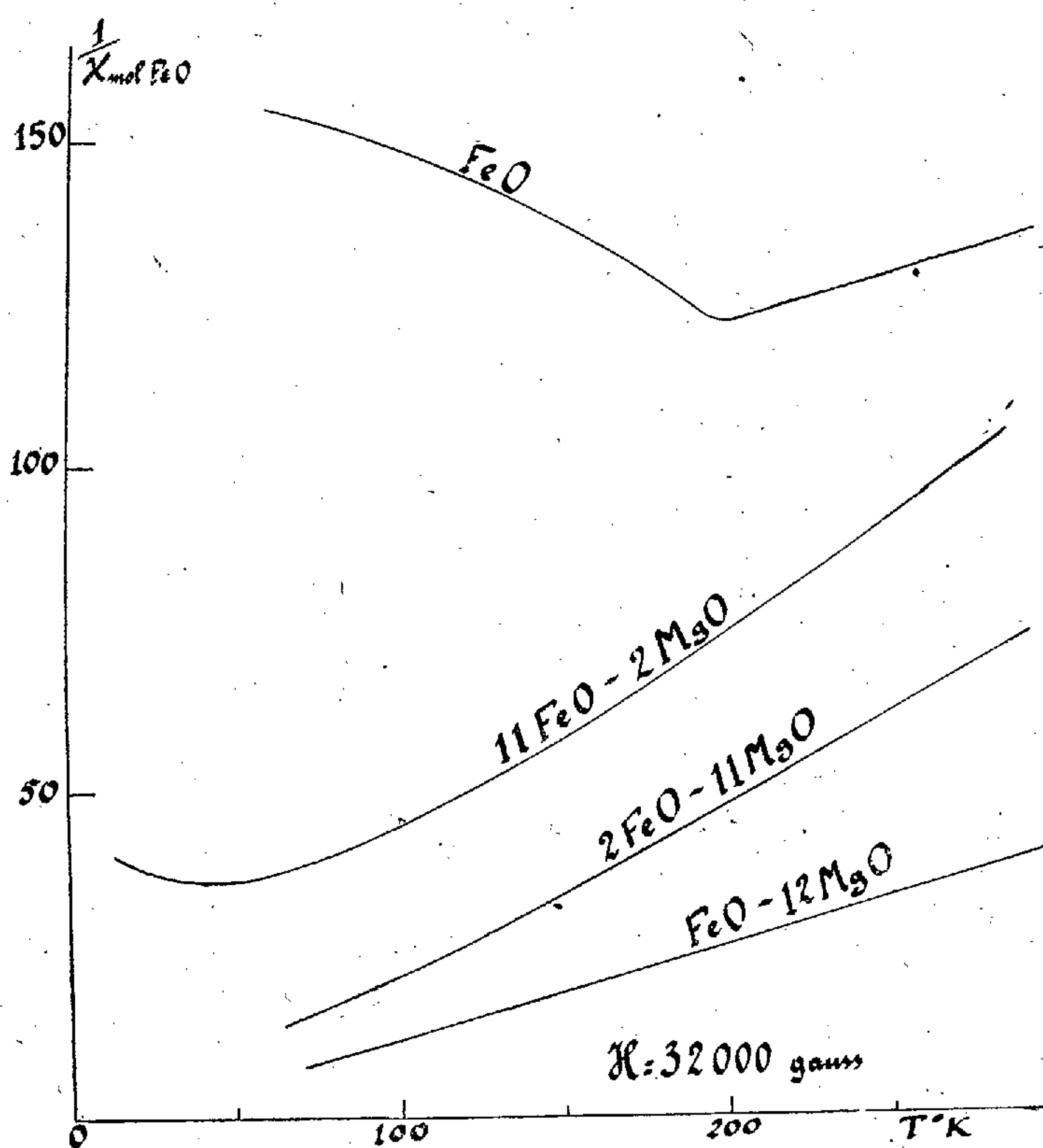



Fig. 2.

pur et sec pendant 18 heures; les solutions FeO-MgO ont été préparées en précipitant par l'acide oxalique une solution de formiates ferreux et de magnésium, puis en évaporant à sec et en calcinant à 1100° durant 18 heures dans un courant d'oxyde de carbone et d'anhydride carbonique en proportions équimoléculaires; on a ensuite laissé refroidir lentement le produit de la réaction. Les solutions solides FeO-MgO étudiées possèdent à la température ordinaire une susceptibilité indépendante du champ. Il n'y a pas la moindre trace d'oxyde magnétique; le remplacement d'atomes de fer par des atomes de magnésium empêche la réaction $4FeO \rightarrow Fe^3O^4 + Fe$ de se produire lorsque la température s'abaisse au-dessous de 570°C.

Nous avons ainsi étendu aux solutions à forte teneur en magnésie les résultats obtenus par Bénard [2] pour les solutions à faible teneur (10 %). Rappelons qu'en chauffant dans le vide un mélange de FeO et de MgO renfermant 30 % de MgO, Bénard obtenait un produit ferromagnétique.

---

[2] *Annales de Chimie*, 2e série, **12**, 1939, p. 63.

POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE. — *Pouvoir rotatoire magnétique du tétrabromure de titane.* Note de M. **Pierre Fritsch**, présentée par M. Aimé Cotton.

On ne connaissait jusqu'à présent qu'un seul [1] liquide diamagnétique transparent possédant, dans les régions du spectre éloignées des bandes d'absorption, un pouvoir rotatoire magnétique négatif : c'est le tétrachlorure de titane $TiCl^4$, dont Henri Becquerel avait signalé l'intérêt à ce point de vue. D'après lui, on pouvait rattacher ce signe exceptionnel au fait que le titane est un atome paramagnétique.

Il était intéressant d'étudier d'autres composés du titane. A cet effet, nous avons d'abord purifié par distillation du tétrachlorure de titane en utilisant les indications fournies au laboratoire de M. le Professeur Lebeau par M. Moretta. Puis le tétrabromure de titane a été obtenu par action de l'acide bromhydrique sur le tétrachlorure. C'est un solide cristallisé en gros cristaux jaune ambré fondant à 39°,5. Nous l'avons distillé pour le purifier, et seul le corps de distillation passant à 229°,6 fut utilisé.

Pour mesurer le pouvoir rotatoire magnétique, nous avons employé la méthode classique utilisant les pièces polaires percées et une seconde méthode utilisant des pièces polaires non percées [2].

Les mesures ont été faites à 46°, avec les deux raies verte et jaune du mercure et avec une raie rouge dont la longueur d'onde moyenne est $638^{m\mu}$. La rotation est importante et négative. La constante de Verdet pour le jaune est $-0,0530$; elle est donc, en valeur absolue, nettement supérieure à celle du sulfure de carbone. La courbe de dispersion est à peu près parallèle à celle du tétrachlorure : la rotation varie un peu plus vite que $1/\lambda^2$.

Nous nous proposons de compléter ces mesures sur $TiBr^4$ et de les étendre à d'autres composés du titane.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Rendement quantique et seuil photoélectrique de l'iodure cuivreux.* Note de M. **Joseph Mattler**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Nous avons étudié dernièrement les propriétés et les caractéristiques d'une cellule photoélectrique (photoémissive) pour l'ultraviolet de courte longueur d'onde; la cathode de cette cellule est constituée par de l'iodure cuivreux [1].

---

(1) La rotation magnétique de la blende a été parfois indiquée comme constituant une exception. Les mesures faites à Bellevue ont montré qu'en fait cette rotation est positive. (A. Cotton, G. Dupouy et W. Scherer, *Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 405.)

(2) En principe on emploie alors deux prismes de Cotton (*Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 268) comme analyseur et polariseur. La rotation peut être mesurée en tournant l'un des prismes ou bien, ce qui est plus commode, en faisant tourner une lame demi-onde de façon à compenser la rotation due à la substance étudiée.

(1) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 143.

La seule méthode rigoureuse pour déterminer la sensibilité d'une telle cellule consiste à chercher, pour les différentes longueurs d'onde, le nombre de quanta nécessaires pour extraire un photoélectron (inverse du rendement quantique apparent). Ces chiffres s'obtiennent en mesurant, d'une part la valeur absolue de l'énergie lumineuse tombant sur la cellule, et d'autre part le courant photoélectrique (lequel a été amplifié par une triode électromètre étalonnée au préalable).

1° *Rendement quantique.* — Pour que les mesures aient un sens, il faut éviter l'amplification du courant photoélectrique par ionisation du gaz dans les cellules : ces dernières ont été vidées à une pression inférieure à $10^{-3}$ mm de mercure, et, avant chaque mesure photoélectrique, nous nous sommes assuré de l'existence d'un palier de saturation dans la caractéristique $i = f(V)$, étant par là certain d'avoir des cellules à vide.

Voici les résultats trouvés pour un certain nombre de nos meilleures cellules à CuI.

| Longueur d'onde (Å) | 2500. | 2400. | 2300. | 2200. | 2100. |
|---|---|---|---|---|---|
| Nombre de quanta par électron | 14300 | 3200 | 900 | 370 | 260 |
| Rendement quantique (électrons/quanta) en % | 0,007 | 0,03 | 0,11 | 0,27 | 0,39 |

Vu le faible facteur de transmission de notre monochromateur pour les rayonnements de longueur d'onde inférieure à 2100 Å, il n'a pas été possible d'effectuer des mesures d'énergie en dessous de cette limite, mais il est probable que le rendement quantique continue à augmenter dans ce domaine spectral.

Des différences notables ont été observées dans les sensibilités d'une cellule à l'autre, bien que nous ayons apporté le plus grand soin à réaliser des conditions de fabrication identiques.

Il est à noter qne ces rendements quantiques sont particulièrement élevés. Les autres cellules à ultraviolet que nous avons montées avec quelques métaux purs (Au, Ag, Cu, Al, Zn, Cd, Mg), dont certaines servent en photométrie ultraviolette, sont loin d'atteindre une sensibilité aussi bonne; les meilleures (Mg et Al) nous donnaient 0,02 % à 2300 Å, valeur un peu inférieure à celle qu'ont obtenue d'autres auteurs ([2]).

2° *Seuil photoélectrique.* — Pour déterminer le seuil photoélectrique de l'iodure de cuivre, nous avons fait appel à la méthode de Fowler ([3]) qui a l'avantage de donner un seuil indépendant de la sensibilité de l'appareil de mesure du courant photoélectrique. La méthode permet de calculer la valeur du seuil au zéro absolu, seule température où il est nettement défini. Il suffit pour cela de mesurer, à une constante près et à une température donnée (293°K. dans notre cas), l'émission photoélectrique en fonction de la longueur d'onde.

---

([2]) *Cf.* pour Mg, G. Déjardin et R. Schwégler, *Comptes rendus*, **196**, 1933, p. 1585.

([3]) R. H. Fowler, *Phys. Rev.*, **38**, 1931, p. 45; A. Dubridge, *Actual. Scient.*, n° **268**, Paris.

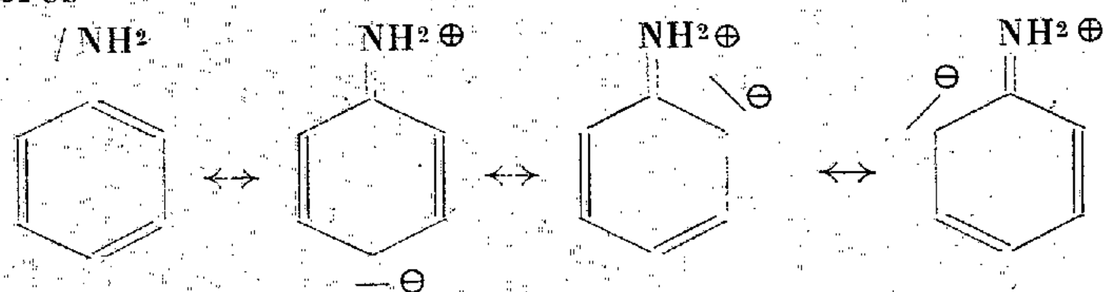
La valeur du seuil ainsi trouvée est de $2600 \pm 20$ Å. Dans certains cas exceptionnels il pouvait atteindre 2850 Å. Ce déplacement est dû, vraisemblablement, à l'influence des gaz adsorbés.

Le seuil photoélectrique de l'iodure cuivreux est voisin de celui du cuivre, que nous avons trouvé, par la même méthode, égal à 2650 Å, valeur qui confirme les résultats récents de A. Blanc-Lapierre (2660 Å) obtenus avec du cuivre pur et soigneusement dégazé ([4]).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Action des argiles acides sur les amines aromatiques. Coloration et effet électromère.* Note de M. **Paul Meunier**, présentée par M. Maurice Javillier.

Quelques auteurs, en particulier Hauser et Legett ([1]), ont décrit les colorations diverses qui accompagnent l'adsorption d'un grand nombre d'amines aromatiques par des argiles acides (bentonite, montmorillonites etc.). Sans doute s'agit-il là, comme on l'a dit, de phénomènes de *résonance* (ou de *mésomérie*) provoqués par l'adsorption elle-même. Mais leur nature ne semble pas avoir été encore précisée. Il est cependant possible de donner une interprétation cohérente de l'adsorption et des différentes teintes observées, en invoquant l'effet électromère (effet E) exercé par le groupement $—NH^2$ sur le cycle benzénique ([2]).

Prenons pour type l'aniline, que l'on peut représenter ([2]) par les quatre formules mésomères




Les formules dipolaires, qui mettent en jeu l'effet électromère ($E^+$) dû à $NH^2$, se révèlent par exemple dans les phénomènes de substitution cationiques en *ortho* ou *para*, et dans la substitution dite *indirecte* ([2]).

Supposons que l'aniline vienne au contact d'un acide $X^-H^+$ dont les ions sont *immobilisés*, ce qui est le cas des argiles acides où le feuillet d'ions $H^+$ est retenu entre des couches d'anions silicates. On peut alors envisager que l'aniline s'orientera de manière à ce que tous les doublets libérables par effet $E^+$ aient autant de chances de fixer un proton, tandis que le groupe $=NH^{2\oplus}$ est maintenu par un lien ionique au contact de l'ion silicate $X^-$. L'adsorption est ainsi réalisée

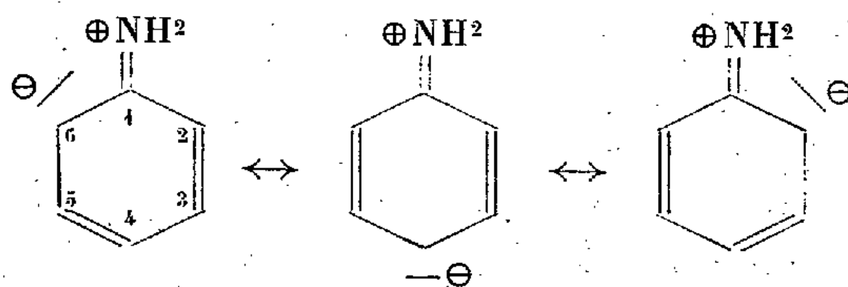
---

([4]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 321.

([1]) *J. Amer. Chem. Soc.*, **62**, 1940, pp. 1811-1814.

([2]) B. Eistert, *Tautomerie u. Mesomerie*, Stuttgart, 1938; E. Müller, *Neuere Anschauungen der organischen Chemie*, Berlin, 1940.

par l'attraction de Coulomb. Mais la molécule d'aniline n'est plus représentable que par ses formules polaires




En même temps l'aniline a acquis des propriétés nouvelles; son spectre d'absorption s'est déplacé de l'ultraviolet vers le visible; elle est colorée en vert. Nous retrouvons là un nouvel exemple d'une réaction colorée, due à l'entrée en *résonance* (ou *mésomérie*), par suite d'une *adsorption*, d'une molécule primitivement incolore ([3]) et ([4]). Mais le phénomène présente avec les amines aromatiques les caractères suivants qui l'opposent essentiellement aux cas précédemment signalés ([3]) et ([4]).

1° Le centre positif de la molécule adsorbée est *fixe*, et la place de son pôle négatif est indéterminée entre les positions 2, 4 ou 6.

2° Dans aucune des formules limites inscrites plus haut ne figure d'atome à octet incomplet, le centre positif lui-même, $\underset{\downarrow}{\overset{\text{H H}}{\text{N}^{\oplus}}}$, présentant, de même que tous les carbones, une couche électronique externe saturée. On conçoit alors pourquoi un solvant donateur d'électrons (l'eau, l'alcool etc.) ne trouvant plus de *place vide* dans la structure électronique du corps adsorbé, ne puisse plus en provoquer l'élution, comme dans le cas de la vitamine A par exemple. En fait, la réaction colorée est indifférente à l'addition d'un solvant quelconque. L'aniline demeure adsorbée et verte dans l'eau par exemple.

Quant à la teinte prise par l'amine adsorbée, elle dépend de la liberté laissée par les autres substituants au groupe —NH² d'exercer son effet électromère tout au long du cycle benzénique. La *coloration verte* apparaît lorsque les carbones 2, 4, 6 peuvent jouer le rôle de donateurs d'électrons (*carbones stables*), tous trois *à la fois*. C'est le cas en l'absence d'autre substituant (aniline elle-même) ou en la présence en 3 ou 5 (*méta*) d'un groupe d'effet $E^+$, qui vient alors renforcer la stabilité des carbones 2, 4 et 6 (exemple méta-phénylène diamine). On obtient encore une teinte verte, lorsque l'une ou même deux des positions 2, 4 ou 6 sont occupées par des substituants présentant un effet électromère négatif (par exemple NO², CO) ou très faiblement positif (Cl, Br, par exemple). Mais dès qu'un des carbones 2, 4 ou 6 porte un radical qui disloque son octet, comme NH², OR etc., alors la coloration obtenue par adsorption n'est plus verte. Si c'est la position 4 (*para*) qui est en cause, l'effet

(3) E. Weitz, F. Schmidt et J. Singer, *Zeits. für Elektrochem.*, 47, 1941, pp. 65-73.
(4) P. Meunier, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 188.

hypsochrome ne va pas en général au delà du rose. C'est ainsi que l'on obtient une teinte *bleue* avec la benzidine, (le carbone 4 est, dans chacun des cycles, à peine disloqué par la soudure de l'autre molécule d'aniline); la teinte est *pourpre* avec la *p*-phénylène diamine, la *p*-phénétidine et la *p*-anisidine. Mais l'on n'obtient plus que du *jaune* si c'est le carbone *ortho* (2 ou 6) qui est disloqué par un substituant approprié (cas type de l'*o*-phénylène diamine où les $2NH^2$ se contrarient dans leurs effets E). Le *jaune* apparaît encore sous l'influence de radicaux comme $CH^3$, à effet E nul, mais qui exerce à courte distance un effet paralysant sur la mésomérie due à l'adsorption; c'est le cas de l'*o*- et de la *m*-toluidine.

Enfin l'interruption totale de tout phénomène d'adsorption et par conséquent de coloration est réalisée par l'empêchement de l'effet E de l'amine. Ce résultat est obtenu, soit par la mobilisation du doublet disponible à l'origine sur l'azote (par un acide minéral ou organique, par création d'une fonction *amide* à la place de $NH^2$), soit par la dislocation des octets des carbones 2, 4 et 6 (en introduisant en *méta* un substituant d'effet électromère négatif, $NO^2$ par exemple).

CHIMIE MINÉRALE. — *Équilibres solides-liquides dans le système chlorure d'aluminium-chlorure de sodium.* Note [1] de MM. **André Chrétien** et **Eskild Lous.**

Nous avons déterminé le liquidus et le solidus pour des concentrations allant de $14^g$ ClNa % au chlorure de sodium pur.

Chaque mélange est de 10 à $15^g$. Il est contenu dans un tube vertical (*fig.*) avec rodage supérieur laissant passer un couple Pt–Pt, Rh et un agitateur de platine surmonté d'une tige de fer actionné par un solénoïde extérieur (H) relié à un système permettant de rythmer arbitrairement l'agitation. Le chlorure de sodium sec est introduit tout d'abord, puis le tube est relié à un appareil de purification de chlore. La tubulure latérale (E), contenant des lamelles d'aluminium pur, est chauffée à 600°, puis le chlorure d'aluminium formé est chassé par sublimations progressives dans le tube laboratoire. Ce tube est ensuite séparé au chalumeau en K. Le vide est fait avec une trompe à vapeur de mercure et le tube est rempli d'azote pur. L'appareil est tout en pyrex, sauf pour les expériences qui utilisent des mélanges contenant plus de 50 % ClNa; la partie inférieure du tube, la seule chauffée fortement, est alors en verre de silice.

Le diagramme thermique est établi à l'aide des courbes de refroidissement, qui sont bonnes; le début et la fin de la solidification sont très nets.

La composition de chaque mélange est déterminée après l'expérience par un dosage de l'aluminium, le chlorure de sodium étant donné.

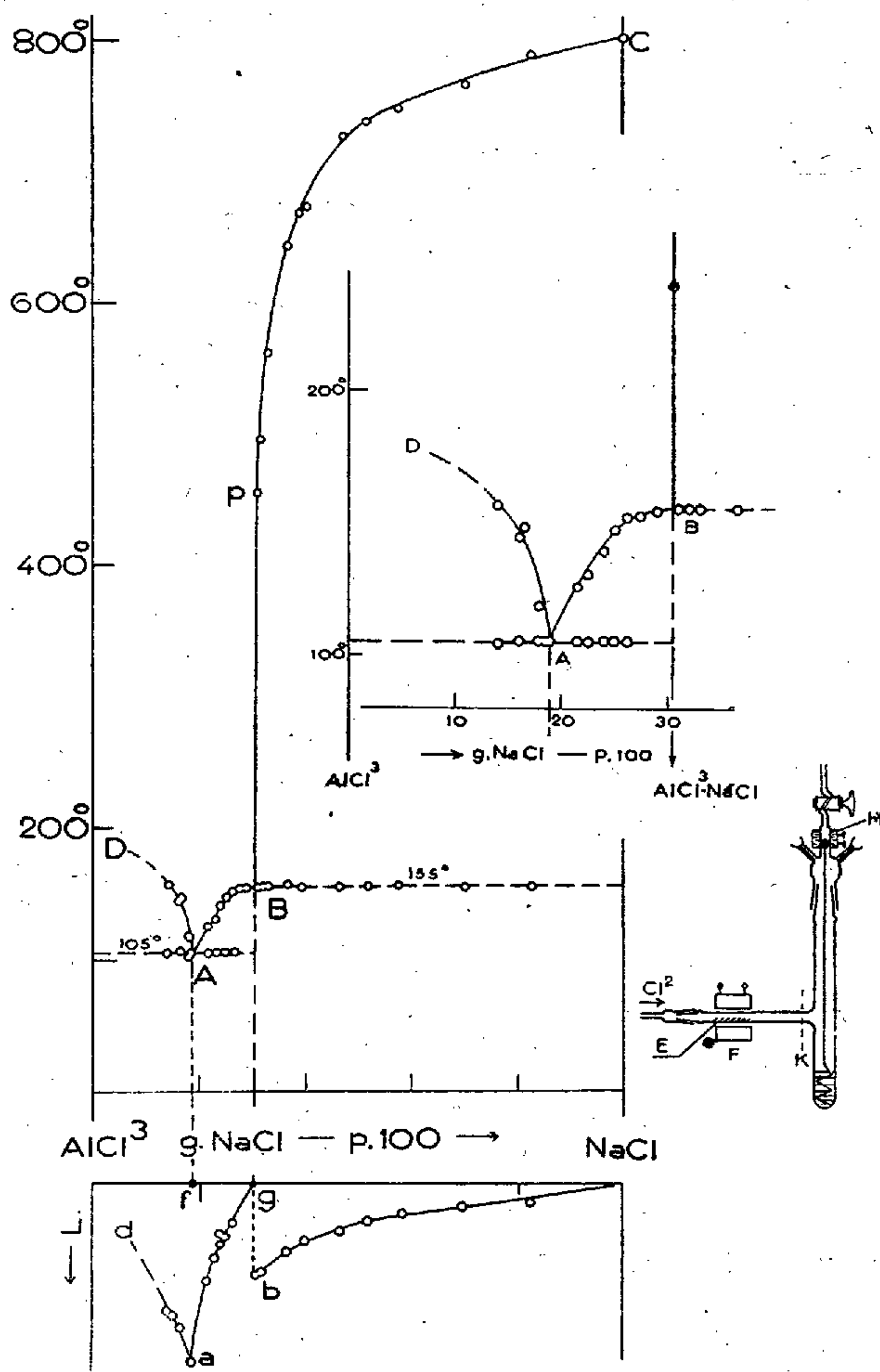
Chaque mélange ne présente qu'un palier de température au refroidissement : 105° entre 14 et 30,5 ClNa % et au delà. Le liquidus a trois branches. Les courbes de longueurs de paliers montrent que les phases solides sont le $Cl^3Al$

---

(1) Séance du 22 mars 1943.

(branche DA), le ClNa (branche BC), et une combinaison des deux sels (branche AB).

La combinaison renferme 30g,5 ClNa %, soit 1 mol-g $Cl^3Al$ pour 1 mol-g de ClNa (point *g*). Elle fond sans décomposition à 155°, mais elle




est à la limite de la congruence. En effet le point B est à la fois un point d'eutexie et un point indifférent. Le domaine de cristallisation est petit, pour les températures (de 105° à 155°) et pour les concentrations (de 19,0 à 30,5 ClNa %, *fg*).

La combinaison peut être chauffée jusqu'à ébullition (le liquide condensé est incolore), soit dans le vide d'une trompe à vapeur de mercure, soit dans une atmosphère d'argon sous la pression normale. Mais elle ne tarde pas à être décomposée. On voit $Cl^3Al$ se condenser dans les parties froides, alors que ClNa forme un dépôt solide. Un palier de température d'ébullition peut cependant être obtenu dans le vide d'une trompe à vapeur de mercure. Il s'établit à 445° pour une surchauffe nulle (extrapolation). Dans l'argon, sous 730mm Hg, l'ébullition commence vers 800°.

La combinaison a pour densité $d = 2{,}013$ (mesures au picnomètre, dans le benzène). Elle est plus légère que chacun des sels constituants. Le volume moléculaire observé est 95,32, nombre très différent de la somme du volume moléculaire du ClNa (27,00) et du $Cl^3Al$ (54,65), soit 81,65.

Tous ces faits s'accordent pour montrer qu'il s'agit d'une combinaison complexe, un aluminium-chlorure, dont la formule la plus simple doit être $[AlCl^4]Na$.

L'addition de chlorure de sodium produit une élévation considérable de la température de fusion de l'aluminium-chlorure. Le point expérimental ($p$) suivant immédiatement le point indifférent (B) ne correspond qu'à une addition de 0,7 ClNa %, mais la température de fusion complète est montée à 455°.

L'aluminium-chlorure cristallise toujours avec retard, sauf pour les mélanges qui déposent tout d'abord le chlorure de sodium.

La préparation de l'aluminium-chlorure est facile à l'état pur en portant à 200° un mélange équimoléculaire des deux sels avec un excès de 1 à 2 % de chlorure de sodium. Cet excès reste insoluble et il va au fond du liquide. On le sépare facilement soit par décantation, soit après solidification.

Depuis Sainte-Claire Deville, en 1855, différents auteurs ont fait intervenir une combinaison équimoléculaire entre le chlorure de sodium et le chlorure d'aluminium, sans trop préciser ses propriétés ni même sa préparation, à l'exception de Kendall et de ses collaborateurs (²), qui ont fait des analyses thermiques. Baud en a aussi signalé une autre, que nous n'avons pas rencontrée, plus riche en chlorure de sodium (rapport moléculaire 2/3 au lieu de 1/1).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude dans la série du fluorène*. Note de MM. **Charles Courtot** et **José Moreaux**, présentée par M. Marcel Delépine.

I. 2.5-*dinitrofluorénone*. — La binitration du fluorène a été faite à $t$ 30° dans un mélange d'acide acétique et d'acide nitrique $d$ 1,49. Après essorage, la masse de dérivés nitrés est malaxée dans l'eau, lavée à fond et séchée à 100-105°. On traite ensuite par de l'acide acétique bouillant dans lequel le 2.7-dinitrofluorène est pratiquement insoluble, il fond à 333-334° (¹). Le 2.5-dinitrofluorène cristallise du filtrat acétique par refroidissement, et deux recristallisations dans ce solvant fixent son point de fusion à 207°. Le rendement est de 20 % en dérivé 2.5. Ce composé est oxydé en 2.5-dinitrofluorénone par l'anhydride chromique en milieu acétique à l'ébullition. La 2.5-dinitrofluorénone, recristallisée de l'acide acétique, fond à 241°; elle se présente en longues aiguilles jaunes.

II. 2-*amino* 5-*nitrofluorénone*. — La 2.5-dinitrofluorénone F 241°, réduite en milieu alcoolique bouillant par le sulfhydrate d'ammoniaque, conduit à une

(²) Kendall, Crittenden et Miller, *J. Am. Chem. Soc.*, 45, 1923, p. 963.

(¹) Ch. Courtot, *Ann. Chim.*, 13, 1930, p. 89.

aminonitrofluorénone F 238°, prismes allongés rouge corail, dont le chlorhydrate cristallise en longues aiguilles faiblement jaunes. Par ablation du groupe $NH^2$ sur le composé diazoïque formé, on arrive à la 5-nitrofluorénone F 172°. La 2-acétylamino 5-nitrofluorénone cristallise en petits prismes allongés orangés F 294°. La 2-benzoylamino 5-nitrofluorénone cristallise en prismes minuscules F 243°.

III. 2-5-*diaminofluorénone*. — La 2.5-dinitrofluorénone réduite, toujours en milieu alcoolique, par le sulfure de sodium, conduit à la 2.5-diaminofluorénone F 200° (²), aiguilles longues de teinte mauve violacée, caractérisée par sa transformation en 2.5-diaminofluorénol F 202°. La 2.5-diacétyldiaminofluorénone, cristallise de la tétraline, en très fines aiguilles jaune d'or F 326°, alors que la 2.5-dibenzoyldiaminofluorénone, cristallisée du même solvant, se présente en fines aiguilles orangé pâle F 347°.

IV. 2.5-*dibromofluorénone*. — Le passage de la 2.5-diaminofluorénone à la 2.5-dibromofluorénone a été effectué par tétrazotation et décomposition en présence de bromure cuivreux. On purifie le dérivé dibromé par sublimation (³) puis par cristallisation dans la tétraline; il se présente en longues aiguilles d'un jaune franc F 181°. L'oxime se présente sous forme de fines aiguilles transparentes de coloration jaune verdâtre F 261°-262°. La 2.5-dibromofluorénone, réduite par le zinc en milieu ammoniacal, conduit au carbinol correspondant, incolore F 186°, alors que l'acide iodhydrique et le phosphore rouge conduisent au 2.5-dibromofluorène F 110°, prismes allongés transparents et incolores.

V. 2-*bromo* 5-*nitrofluorénone*. — Nous avons préparé la 2-bromo 5-nitrofluorénone par diazotation en milieu d'acide bromhydrique de la 2-amino 5-nitrofluorénone et décomposition du diazoïque en présence de bromure cuivreux. On obtient, après essorage et lavage du produit à l'ammoniaque, une substance qui, cristallisée dans l'alcool, fond à 193°.

VI. 2-*bromo*-5-*aminofluorénone*. — Cette fluorénone est obtenue par réduction du composé décrit ci-dessus, au moyen du sulfure de sodium en milieu alcoolique. Après purification elle se présente en tout petits prismes allongés, d'une belle teinte rouge violacé. Elle fond à 154°.

Les spectres d'absorption d'un certain nombre de corps décrits dans la présente Note ont été examinés dans le visible et dans l'ultraviolet et sont publiés dans un autre Mémoire (³), puis comparés aux dérivés du fluorène précédemment étudiés.

---

(²) Et non 260° par suite d'une erreur typographique dans la publication précédente.

(³) MOREAUX, *Thèse*, Nancy, 1944.

PÉDOLOGIE. — *Sur les terres à nodules calcaires et à pisolithes ferrugineux du Delta Central Nigérien.* Note ([1]) de M. **Henri Erhart.**

J'ai montré que les sols du Delta Central Nigérien, qui se sont formés aux dépens des alluvions récentes du fleuve, étaient constitués par des limons ou des argiles kaoliniques qui contiennent, à côté d'un peu d'hydroxyde de fer et d'hydroxyde d'alumine, des quantités variables et parfois très importantes de gel de silice hydratée, sous forme d'opale non figurée ou sous forme de frustules de Diatomées ([2]). D'une manière générale, les terres ne montrent aucune différenciation en horizons distincts, exception faite de l'accumulation des matières humiques dans les couches supérieures. Elles sont, au point de vue minéralogique, identiques à l'alluvion-mère dont elles proviennent et peuvent être considérées comme des sols juvéniles et vierges, peu ou pas modifiés par la végétation. Il existe cependant d'autres types de terres qui ont ceci de particulier qu'ils contiennent, soit des nodules calcaires, soit des pisolithes ferrugineux, soit les deux sortes de matériaux réunis. Ces derniers représentent des concrétions d'origine pédogénétique et témoignent d'une certaine ancienneté des sols. On ne les rencontre que par places et dans des conditions bien déterminées.

Les nodules calcaires sont généralement assez petits et ont une taille qui varie entre celle d'un haricot et celle d'un œuf de poule. Lorsqu'on les trouve en place, on voit qu'ils caractérisent des sols qui se sont formés aux dépens d'une alluvion-mère contenant un peu de calcaire et qu'ils se forment à la base des racines absorbantes des arbres, là où celles-ci, agissant comme des pompes aspirantes pendant la saison sèche, ont concentré le carbonate de chaux en solution dans les eaux du sol. C'est l'horizon illuvial caractéristique de la forêt tropophile. Les nodules calcaires sont extrêmement répandus dans certains terrains et présentent un intérêt économique très grand. Dans la région considérée, où les assises géologiques renfermant des calcaires font complètement défaut, ce travail biologique de la forêt permet d'alimenter aujourd'hui des fours à chaux, et les concrétions des terres à nodules du Delta constituent, avec les huîtres qu'on retire du fleuve (autre concentration biologique du calcium), la seule source possible d'approvisionnement en calcaire. Il semble qu'on ait exploité ces terres à nodules depuis fort longtemps. Dans la plupart des régions où on les rencontre, elles montrent en effet un microrelief très particulier qui ne paraît pouvoir s'expliquer que par des fouilles indigènes. Il est plus que probable que le calcaire servait déjà comme fondant dans l'industrie sidérurgique indigène qui utilisait les latérites ferrugineuses de la région.

---

([1]) Séance du 26 octobre 1943.

([2]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 323.

Dans les sols anciens qui se sont formés sur des alluvions-mères rigoureusement non calcaires, la production des nodules calcaires a été remplacée par celle des pisolithes ferrugineux. Les acides humiques de la végétation, ne pouvant être saturés par des bases, ont provoqué un mouvement du fer qui s'est concentré autour des racines absorbantes, par le même mécanisme que celui qui explique la formation des nodules calcaires. C'est une autre forme de l'horizon illuvial caractéristique de la forêt tropophile, lorsque celle-ci croît sur un milieu acide, riche en acides humiques.

Les types de terres dans lesquelles on rencontre simultanément, et des nodules calcaires, et des pisolithes ferrugineux, résultent d'un remaniement d'anciens sols qui a eu pour effet de réunir les deux sortes de concrétions. Dans les terres de ce type, les nodules calcaires et les pisolithes ferrugineux sont mélangés pêle-mêle et se trouvent même dans les couches superficielles du sol.

La formation des pisolithes ferrugineux a été, tout à fait à tort, considérée par certains comme un signe de latéritisation. Dans les terrains remaniés, en effet, les pisolithes se dégagent de leur gangue argileuse et semblent naître sur les remblais. M. H. Scaëtta, dans une Note à l'Académie (³), a parlé d'un « phénomène d'expurgation allitique du sol tropical ». Comme ce phénomène ne lui était jamais apparu dans les régions à latérites situées plus au Sud, telles que la Guinée par exemple, il en a conclu que le Soudan était le lieu où la latéritisation se produisait avec une *intensité maxima*. Cette méprise, jointe à une interprétation erronée des latérites alluvionnaires qu'on trouve accidentellement dans le Delta et qui proviennent d'un remaniement récent d'alluvions anciennes situées plus haut que le Niger, a été le point de départ de tous les jugements défavorables et injustes qui ont été portés sur la valeur des sols du Delta. En réalité, aucune comparaison n'est permise entre les produits résiduels ferrugineux et alumineux de l'altération latéritique et les produits de néoformation des concrétions ferrugineuses. Les pisolithes ferrugineux ont une signification exactement inverse de celle qu'on leur a attribuée. Ils attestent précisément, de même que les nodules calcaires, que nous sommes en présence d'un processus pédologique qui tend à concentrer les éléments solubles du sol, alors que la latéritisation est caractérisée par la lessivation intégrale du sol et la disparition de toutes les bases.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Extension de la surface aquitanienne et du niveau plio-pléistocène en Normandie orientale*. Note de MM. **André Cholley** et **Jean Mathieu**, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

Nous avons montré (¹) le rôle joué dans la morphologie de la région parisienne par la surface d'érosion aquitanienne et par le niveau plio-

(³) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 912.

(¹) A. Cholley, *Ann. de Géogr.*, janvier, mars et mai 1943; *Congrès international de Géographie*, Amsterdam, 1938.

pléistocène. Les recherches étendues du côté de la Normandie nous ont permis d'en retrouver la trace et de préciser la place qu'ils tiennent dans la morphologie de la région comprise entre les collines du Merlerault et le Pays de Bray.

Les plaines de la région de l'Eure et de la Seine se répartissent en trois ensembles : 1° au Sud (région des hautes vallées de la Risle, de l'Iton et de l'Avre), de hauts plateaux s'abaissent depuis les collines du Merlerault (plus de 200$^m$) vers une ligne jalonnant à peu près les cours SE-NW de l'Iton et de la Risle (160$^m$ environ); 2° plus au Nord (région entre la Risle et l'Eure), une basse plaine (130-140$^m$ d'altitude environ); 3° à partir de l'Eure, les hauts plateaux réapparaissent, fragmentés en buttes et en traînées de buttes qui, de 165$^m$ près de la Seine, montent lentement vers le Nord jusqu'à plus de 200$^m$ en bordure même des collines du Bray.

1° *La surface aquitanienne.* — Le sommet même de ces buttes, constitué par la meulière de Beauce, appartient, comme nous l'avons montré pour le Hurepoix et les buttes au Nord de Paris, à la surface aquitanienne meuliérisée (¹). C'est encore à la même surface que reviennent les hautes plaines du cours supérieur de la Risle et de l'Iton, comme le prouvent les observations récentes de l'un de nous dans la région de Damville. Le sommet de toutes les hautes croupes y est parsemé de blocs assez volumineux, poudingues (cailloux et cailloutis de silex) accompagnés de fragments de grès ferrugineux. A certains endroits (le Plessis Grohan, la Bochelle), ils sont si nombreux qu'ils évoquent une ancienne croûte siliceuse étalée sur la surface même des plateaux ou sur un niveau très rapproché de cette surface. C'est cette croûte qui jalonnait la surface aquitanienne elle-même dans cette partie de la Normandie, comme on peut l'inférer des observations de Dollfus (²) et de R. Furon (³) (mêmes fossiles que dans le calcaire de Beauce).

Ainsi se trouve confirmée la réalité de notre pénéplaine aquitanienne et son extension vers l'Ouest. La diversité de faciès des dépôts qui la caractérisent : dépôts alluviaux, dépôts lacustres, dépôts éluviaux, formations d'épandage, apporte des indications précises sur les conditions d'érosion et même de climat dans lesquelles elle s'est élaborée.

2° *Le niveau plio-pléistocène.* — On retrouve dans la basse plaine comprise entre l'Iton et l'Eure et de chaque côté de la Seine à l'aval de Mantes, le niveau plio-pléistocène dont l'un de nous a montré le rôle autour de Paris (¹); mais son élaboration morphologique a été plus complexe.

La plaine entre l'Iton et l'Eure offre, en effet, à l'observation la série de faits suivants.

Au centre même de cette plaine, on voit sous le limon une épaisseur de plusieurs mètres d'argile à silex où l'on peut discerner (Huest, Cerisey) deux

(²) *C. R. somm. Soc. Géol. Fr.*, Paris, 1923, pp. 69-71.
(³) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 5ᵉ série, 4, 1934, nᵒˢ 6-7, Paris, 1935, pp. 493-514.

horizons superposés : en bas, une argile à silex en place, en haut une argile à silex remaniée. La première peut être datée avec assez de précision, étant ravinée par les dépôts du Lutétien (la Cornouilleraie). Il n'en est pas de même de la seconde; mais les placages ou les poches de sables granitiques qui la ravinent permettraient d'attribuer au Burdigalien un des principaux remaniements que cette formation a subis, mais non le dernier. En effet, sur la pente très douce qui mène à la vallée de l'Eure, une carrière (bifurcation de la route de Jouy vers Gauciel et Miserey) montre une épaisseur variable de sables stampiens en place, reposant sur une formation d'au moins $1^m$ de meulière, sans doute sannoisienne, tandis que la partie supérieure est ravinée par des traînées ou des poches de sables granitiques. On retrouve donc là des traces de la même érosion burdigalienne que sur le plateau, mais elle s'exerce sur les sables stampiens et non plus sur l'argile à silex. Plus près encore de la vallée de l'Eure, vers $120^m$, comme sur les bords de celle de l'Iton (carrière de la Censurière), on peut observer à nouveau les sables granitiques; mais, au lieu d'apparaître en nappes discontinues ou en poches, ils offrent la structure stratifiée et calibrée d'une nappe alluviale de plusieurs dizaines de mètres d'épaisseur (ils peuvent descendre sur les versants de la vallée jusque vers $80^m$). Ils ont donc comblé une vallée préexistante et la surface du remblaiement s'est haussée presque au niveau de celle du plateau qui a certainement été rajustée par cette érosion. La ressemblance de structure et de situation topographiques de ce remblaiement avec ceux que l'un de nous a déjà signalés dans la vallée de la Juine et près de Vernon (1) permet de rapporter au Pliocène supérieur ou au début du Pléistocène cette retouche qui a achevé de façonner la basse plaine (4).

3° *Conclusion*. — La surface aquitanienne s'étend donc dans la Normandie orientale. Étant donné la pente qui affecte les restes permettant de la reconstituer, on doit en déduire qu'elle a subi des déformations sensibles qui marquent un relèvement prononcé, d'un côté vers l'axe des collines du Merlerault au Sud, et de l'autre vers celui du Bray au Nord. C'est à la suite de ces déformations de la pénéplaine qu'un nouveau cycle d'érosion aurait été déclenché, provoquant d'abord le creusement de vallées jusque vers $80^m$ environ, ensuite leur remblaiement jusqu'à une altitude de 100 à $120^m$ au niveau duquel se serait effectué un réajustement de la topographie des bas plateaux intermédiaires, qui seraient ainsi des témoins de ce niveau pliocène (bas plateaux de l'Eure, de l'Iton et de la Risle inférieurs et de la Seine). Au point de vue tectonique enfin, ces constatations nous conduisent à reculer jusqu'à la fin du Miocène (comme le pensait déjà de Lapparent) le bombement définitif du Bray et sans doute aussi celui du Merlerault.

---

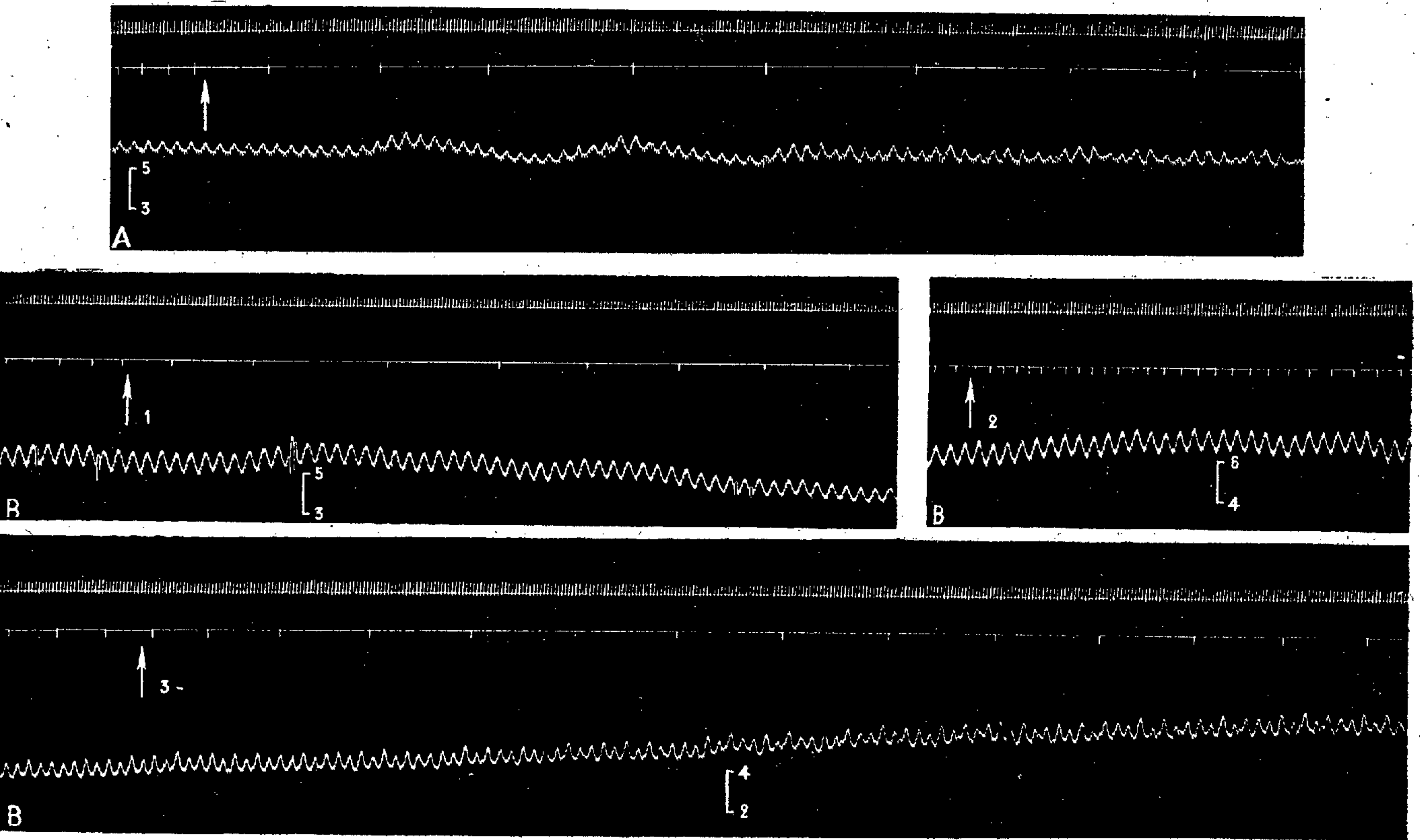
(4) Cela n'empêche pas que l'on y peut reconnaître des éléments d'anciennes surfaces exhumées (surface éocène de l'argile à silex par exemple) et même des surfaces structurales (surface lutétienne).

PHARMACODYNAMIE. — *Comment s'exerce l'action vasoconstrictive de la bufotaline?* Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Quel est le mécanisme des effets vasoconstricteurs de la bufotaline que nous avons récemment mis en évidence au niveau du rein normalement irrigué et innervé? La solution de cette question importe d'autant plus que cette substance appartient au groupe des cardiotoniques cyclopentanophénanthréniques dont les effets vasculaires n'ont encore été qu'assez peu étudiés. Certes Kobert et après lui de nombreux pharmacologistes ont prouvé que l'action vasoconstrictive de ces corps est périphérique, mais, à notre connaissance du moins, quatre auteurs seulement ont tenté jusqu'ici de déterminer les mécanismes sur lesquels s'exerce cette action. Tout d'abord Dale et Laidlaw ont montré que l'apocynamarine provoque chez les Mammifères de l'hypertension et de la pâleur de l'intestin qui ne sont pas abolis par l'administration préalable d'une dose d'ergotoxine suffisante pour inverser l'hypertension adrénalinique. Puis Abel et Macht ont constaté que la bufagine cristallisée extraite du *Bufo marinus* L. (*Bufo agua*) élève la pression artérielle non seulement du Mammifère normal, mais encore de celui qui a été ergotoxiné. Gunn a pu ensuite s'assurer par la méthode pléthysmographique que la vasoconstriction intestinale produite par la teinture d'*Urginea Burkei* n'est pas abolie par l'ergotoxination préalable. Enfin Ishigami a remarqué que, sur les segments veineux isolés, l'ergotoxine qui inverse l'action constrictive de l'adrénaline laisse subsister celle de la strophantine.

Bien mieux que les techniques employées par ces auteurs, la méthode de Schilf, telle que nous l'avons appliquée aux recherches pharmacologiques, permettait de préciser le mécanisme de l'action vasculaire de la bufotaline; c'est donc à elle que nous avons fait appel. Elle nous a prouvé d'abord que cette substance exerce sur les vaisseaux des membres une action constrictive forte, prolongée et de nature périphérique. C'est ainsi que, dans une expérience (tracé A) où la bufotaline s'est montrée particulièrement active, il a suffi d'en injecter $0^{mg},5$ dans une ramification de l'artère fémorale pour que l'écoulement de la veine correspondante soit rendu environ 6 fois plus faible (5,84).

Cette méthode nous a, en outre, permis de nous assurer que l'action vasculaire de la bufotaline ne s'exerce pas sur les mécanismes vasoconstricteurs adrénalino-sensibles. Alors, en effet, que, sous l'influence d'une base du groupe de la yohimbine (méthode de Raymond-Hamet) dont les effets sont beaucoup plus constants que ceux des alcaloïdes de l'Ergot (méthode de Dale), l'action vasoconstrictive de l'adrénaline s'est transformée en une action vasodilatatrice, les effets vasoconstricteurs de la bufotaline ne sont ni inversés ni supprimés. C'est ainsi que quand, chez le chien qui a fourni nos tracés B,




1re, 4e et 7e lignes : temps en secondes. 2e, 5e et 8e lignes : variations du débit sanguin de la veine fémorale de la patte postérieure gauche enregistrées au moyen d'un compteur du type Condon. 3e, 6e et 9e lignes : modifications de la pression carotidienne enregistrées par le manomètre à mercure. Chaque flèche correspond à une injection dans une ramification de l'artère fémorale de la patte postérieure gauche. Les chiens ont été anesthésiés par le chloralose (12cg par kg.), bivagotomisés au cou, soumis à la respiration artificielle et ont reçu, pour rendre leur sang incoagulable, une injection intraveineuse de 10mg de polyanétholsulfonate de sodium par kg. Tracé A. — Expérience du 2 mars 1943. Chien de 13kg,500. Au point marqué par la flèche, on a injecté un mélange de 0cm³,5 d'une solution de bufotaline pure de Wieland au 1/1000 dans l'alcool à 50° et de 1cm³,5 de soluté physiologique de chlorure de sodium. Tracé B. — Expérience du 30 avril 1943. Chien de 17kg. Aux points marqués par les flèches, on a injecté en 1 et en 2 : 0mg,02 d'adrénaline dissous dans 2cm³ de soluté physiologique de chlorure de sodium ; en 3 : un mélange de 0cm³,5 d'une solution de bufotaline pure de Wieland au 1/1000 dans l'alcool à 50° et de 1cm³,5 de soluté physiologique de chlorure de sodium. Entre les tracés B 1 et B 2, l'animal a reçu, dans la ramification de l'artère fémorale gauche, 2 injections de chacune 2mg de chlorhydrate de diacétylyohimbine dissous dans 2cm³ de soluté physiologique de chlorure de sodium. — Tracés réduits de moitié.

les vaisseaux de la patte furent soumis à l'action de deux injections successives de chacune $2^{mg}$ de chlorhydrate de diacétylyohimbine, l'injection de $0^{mg},02$ d'adrénaline qui avait réduit initialement l'écoulement sanguin à moins du 1/4 de sa valeur (1/4,32) augmenta cet écoulement et le doubla presque (1,66). Au contraire l'injection de $0^{mg},5$ de bufotaline demeura vasoconstrictive et réduisit l'écoulement sanguin de plus de moitié (1/2,16).

HÉMATOLOGIE. — *Teneur en bilirubine du sérum d'un même cheval au cours de saignées successives.* Note de Mme **Madeleine Roy** et M. **Augustin Boutaric**, présentée par M. Charles Achard.

Nous avons utilisé une méthode de dosage de la bilirubine mise au point antérieurement ([1]) pour suivre comment varie la richesse en bilirubine du sérum d'un même cheval soumis à des saignées successives et compléter en les précisant les résultats obtenus par G. Roussel ([2]). Le sérum mis aimablement à notre disposition par le Dr Brocq-Rousseu provenait d'un cheval (n° 1634) des Établissements Roussel, soumis à un régime alimentaire constant, n'effectuant aucun travail et saigné toutes les semaines (date de la première saignée 4 mars 1939).

A l'aide du spectrophotomètre de Jobin et Yvon à mesure visuelle, on déterminait, pour chaque prélèvement, la densité optique du sérum tout le long du spectre visible. Les densités optiques relatives aux longueurs d'onde comprises entre $\lambda\, 430^{m\mu}$ et $\lambda\, 490^{m\mu}$, qui caractérisent plus particulièrement la bilirubine, diminuent rapidement pour les 5 premières saignées, après quoi ces valeurs semblent se stabiliser avec cependant une tendance à la décroissance qui s'est poursuivie tout le temps pendant lequel le cheval a pu être saigné. Voici les densités optiques relatives aux 5 premières saignées et à la 46e.

| Saignée. | λ440. | 460. | 470. | 480. | 490. | $500^{m\mu}$. |
|---|---|---|---|---|---|---|
| N° 1....... | 1,15 | 1,23 | 1,41 | 1,41 | 1,19 | 0,69 |
| 2....... | 1,15 | 1,23 | 1,30 | 1,30 | 1,01 | 0,65 |
| 3....... | 0,99 | 1,13 | 1,12 | 1,12 | 0,96 | 0,59 |
| 4....... | 0,80 | 0,96 | 0,95 | 0,98 | 0,82 | 0,49 |
| 5....... | 0,91 | 1,05 | 1,05 | 1,05 | 0,79 | 0,50 |
| 46....... | 0,71 | 0,70 | 0,69 | 0,67 | 0,52 | 0,31 |

Nous avons utilisé les densités optiques relatives aux radiations de 440, 450, 460, 470, 480, $490^{m\mu}$, pour calculer les concentrations du sérum en bilirubine (en mg/l).

Le tableau ci-après fournit pour chaque saignée la moyenne $c$ des six déterminations concordantes ainsi obtenues; il contient également la viscosité $\eta/\eta_0$ du sérum rapportée à l'eau.

---

([1]) *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 425.

([2]) *Thèse de médecine vétérinaire*, Lyon, 1924.

| Saignée. | c. | $\eta/\eta_0$. | Saignée. | c. | $\eta/\eta_0$. | Saignée. | c. | $\eta/\eta_0$. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| N° 1... | 13,1 | 1,758 | N° 16... | 6,2 | 1,571 | N° 31... | 5,3 | 1,532 |
| 2... | 12,3 | 1,631 | 17... | 4,8 | 1,561 | 32... | 6,7 | 1,536 |
| 3... | 10,6 | 1,599 | 18... | 5,6 | 1,598 | 33... | 5,4 | 1,503 |
| 4... | 9,2 | 1,604 | 19... | 5,9 | 1,660 | 34... | 5,7 | 1,498 |
| 5... | 10,7 | 1,637 | 20... | 8,5 | 1,634 | 35... | 5,5 | 1,500 |
| 6... | 10,7 | 1,632 | 21... | 5,8 | 1,577 | 36... | 5,7 | 1,503 |
| 7... | 9,5 | 1,632 | 22... | 5,2 | 1,599 | 37... | 4,8 | 1,488 |
| 8... | 7,6 | 1,580 | 23... | 5,5 | 1,598 | 38... | 4,9 | 1,516 |
| 9... | 7,3 | 1,568 | 24... | 6,5 | 1,592 | 39... | 5,2 | 1,508 |
| 10... | 7,8 | 1,571 | 25... | 6,3 | 1,535 | 40... | 6,2 | 1,458 |
| 11... | 5 | 1,585 | 26... | 5,1 | 1,599 | 41... | 5,3 | 1,486 |
| 12... | 6,9 | 1,597 | 27... | 4,7 | 1,541 | 42... | 5,9 | 1,546 |
| 13... | 4,9 | 1,573 | 28... | 4,8 | 1,572 | 43... | 6,0 | 1,500 |
| 14... | 5 | 1,630 | 29... | 5,4 | 1,592 | 44... | 5,2 | 1,565 |
| 15... | 5,5 | 1,580 | 30... | 4,7 | 1,558 | 45... | 5,6 | 1,513 |
| | | | | | | 46... | 7,0 | 1,577 |

Au cours de recherches antérieures ([3]) nous avions constaté que les valeurs de l'activité optique, de la viscosité et de l'indice de réfraction, liées à la teneur du sérum en protéines et en électrolytes, éprouvent une diminution rapide au cours des 5 premières saignées, puis se stabilisent approximativement, avec cependant une tendance à la diminution des mêmes paramètres. Il est intéressant de constater que la teneur en bilirubine suit une variation analogue.

BIOGÉOGRAPHIE. — *Sur la distribution* mésogéenne *de quelques Poissons actuels et fossiles.* Note de M. **Camille Arambourg**, présentée par M. Louis Fage.

Au cours de mes études antérieures sur les Poissons fossiles du Bassin de la Méditerranée ([1]), j'avais conclu à l'existence, dans la Mésogée Oligo-miocène, d'une *faune paléoméditerranéenne* déjà voisine de la nôtre et dont les éléments peuplaient, à cette époque, toute l'étendue de cette grande fosse tectonique. Ainsi s'expliquait la disjonction singulière de l'aire de distribution actuelle de certains groupes de Poissons dont les espèces, affines ou parfois identiques, ne se rencontrent qu'aux deux extrémités est et ouest du continent eurasiatique.

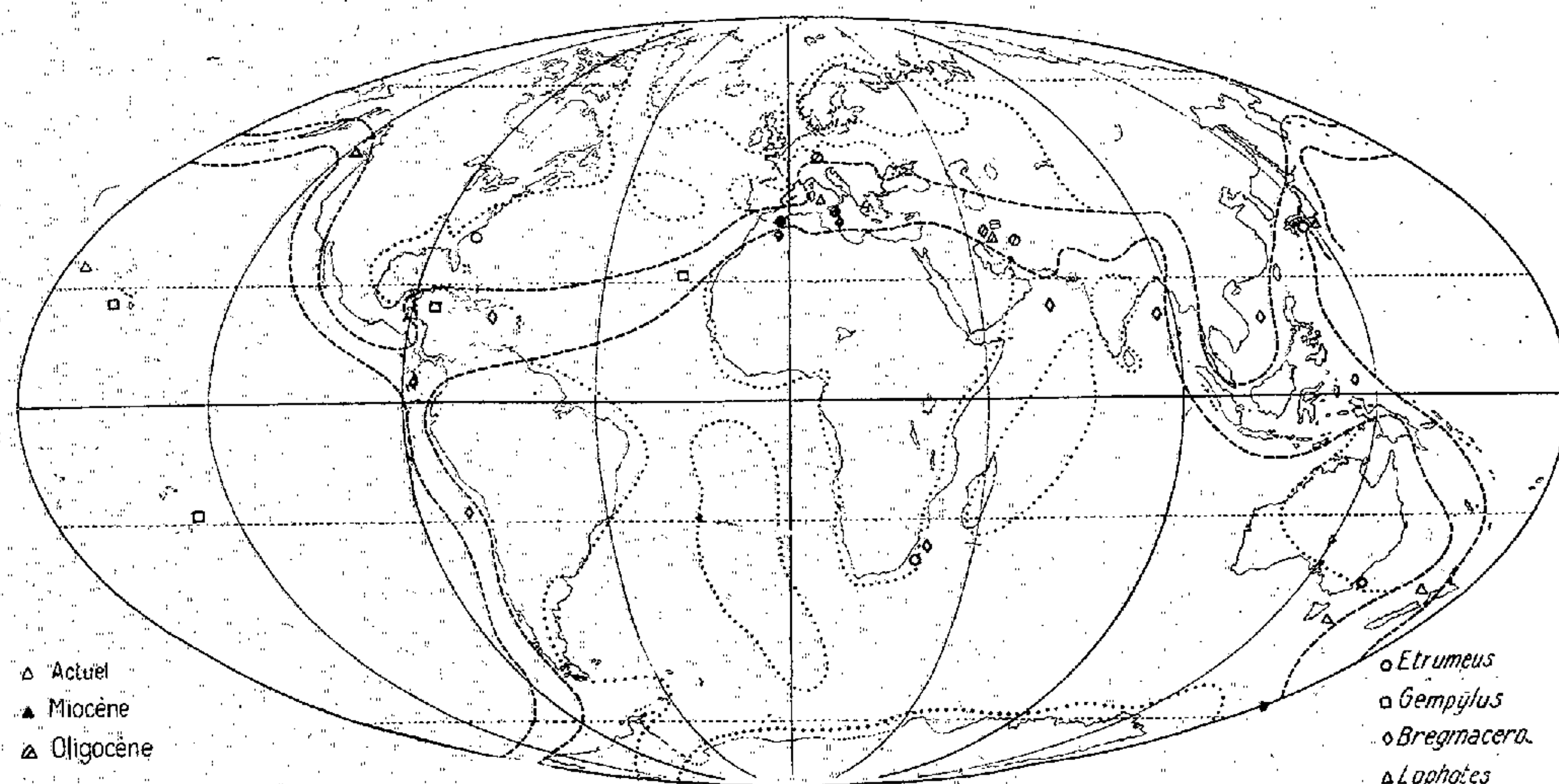
Certains fossiles miocènes de Sicile ou d'Afrique du Nord appartiennent, en effet, à des genres tels que *Parapristipoma*, *Neopercis*, *Bregmaceros*, *Etrumeus*, *Benthodesmus* etc., aujourd'hui spéciaux à la fois à l'Atlantique et aux régions ouest du Pacifique, particulièrement aux parages du Japon; ces formes

([3]) Brocq-Rousseu, A. Boutaric et Mme Roy, *Bull. Acad. Méd.*, 121, 1939, p. 158; *C. R. Soc. Biol.*, 130, 1939, p. 959; A. Boutaric et Mme S. Anglade, *C. R. Soc. Biol.*, 136, 1942, p. 711.

([1]) *Annales de Paléontologie*, 1925, 14, Paris; *Matériaux pour la Carte Géologique de l'Algérie*, Alger, 1927, 1re série, Paléontologie, 6.

paléoméditerranéennes constituaient donc comme un premier jalonnement faunique de l'ancienne communication entre les mers extrême-orientales et l'Atlantique.

J'ai, plus récemment, trouvé dans l'observation de faits nouveaux une vérification matérielle et une confirmation complète de ces conclusions. Au-




Distribution actuelle (Index clairs) et passée (Index noirs, miocènes; index barrés, oligocènes) de quelques genres de Poissons. Les traits interrompus marquent la limite des géosynclinaux à la fin de l'Éocène; les traits pointillés celles de l'extension des mers épicontinentales.

cours de ma Mission en Perse, en 1938-1939, j'ai fouillé deux importants gisements de Poissons oligocènes, tous deux situés en plein sillon mésogéen, l'un, près de la frontière irakienne au sud de Kirmanshah, l'autre à 200$^{km}$ au sud de Chiraz. Parmi l'abondant matériel recueilli et qui appartient aux groupes les plus variés (²) se trouvent des représentants des genres *Etrumeus*, *Bregmaceros*, *Lophotes* et *Gempylus*. Le premier genre ne comprend, dans la nature actuelle, que deux espèces, l'une (*E. sadina*) des côtes atlantiques nord américaines, l'autre (*E. micropus*) des côtes du Japon et de celles du Natal. La distribution des espèces du second genre est à peu près la même : *B. atlanticus*, de la mer des Caraïbes, *B. Mac Clellandi* du Pacifique Ouest; tous deux existaient en outre, comme je l'ai indiqué plus haut, dans la Méditerranée occidentale à l'époque Miocène (*E. Boulei*, *B. Albyi*). Les deux autres genres, pour la première fois rencontrés à l'état fossile, ont une distribution actuelle analogue, avec *Lophotes cepedianus* et *Gempylus serpens* de la Méditerranée et de l'Atlantique, et *Lophotes Capellei* et *Gempylus coluber* du Pacifique.

Les formes fossiles de l'Oligocène de Perse, situées à mi-chemin de l'habitat actuel de leurs congénères vivants, rétablissent donc la continuité des aires de distribution de ceux-ci et complètent, d'une manière presque idéale, dans

(²) *Comptes rendus*, 209, 1939, pp. 898-899.

l'espace et dans le temps, le jalonnement faunique de l'ancien géosynclinal eurasiatique. On peut donc qualifier de *Mésogéenne* la distribution des divers groupes de Poissons dont l'aire est actuellement disjointe dans les mêmes conditions, et il est vraisemblable qu'il en est de même pour d'autres groupes d'organismes marins.

THÉRAPEUTIQUE. — *De la possibilité de réaliser par des méthodes industrielles une thérapeutique par les gaz : l'aéro-gazo-thérapie* (1). Note (2) de M. **Georges Bory**.

L'aéro-thérapie est une chose courante et la climato-thérapie est sa meilleure réalisation....

Mais combien de malades.... sont empêchés d'effectuer des voyages souvent lointains, ou sont trop avancés pour en supporter les fatigues ! Pour ceux-là surtout, ........ l'ingénieur peut créer les atmosphères les plus pures, les plus constantes, où le malade pourra passer, si son médecin le désire, une partie seulement ou la totalité de ses journées et de ses nuits. N'y passerait-il que ces dernières, qu'il y trouverait l'avantage précieux, *pour le moins*, de la fenêtre largement ouverte, sans l'inconvénient du refroidissement qu'il redoute....

A ces malades, nous pouvons fournir, dans leur chambre même, une atmosphère rigoureusement pure, privée de germes et de toute trace de poussière; nous pouvons la renouveler constamment, dans des conditions de pression, d'hygrométrie et de température choisies. Et comme il ne s'agit pas de créer de toutes pièces une atmosphère artificielle, mais bien d'utiliser, en la modifiant, celle qui nous entoure, on voit combien, dans les stations climatiques mêmes, il y aurait intérêt à créer des chambres de cure où toutes les qualités naturelles, dues peut-être à une foule de petites énergies combinées physico-chimiques simples ou radiantes, pourraient être dosées pour les poumons, comme le sont les eaux dans les cures hydro-minérales.

La technique industrielle nous permet actuellement d'aller beaucoup plus loin et de songer à réaliser une science thérapeutique nouvelle, à peine expérimentée, ... la *Gazo-thérapie*.

Nous n'avons guère songé jusqu'à ce jour qu'à utiliser les propriétés toxiques ou caustiques des gaz, et la guerre nous a rendus particulièrement savants sur ce sujet, qui est loin d'être épuisé. En médecine même, on n'utilise que les doses toxiques et massives (quoique déjà plus soigneusement dosées qu'autrefois) de gaz ou de vapeurs tels que le chloroforme, l'éther, le protoxyde d'azote. Pourquoi ces corps et bien d'autres, dont nous ne connaissons les effets qu'en grande masse, mais dont nous soupçonnons à petites doses l'effet bienfaisant

(1) Extrait du document retiré du pli cacheté n° 8990, déposé le 10 avril 1922, ouvert à la demande de l'auteur le 6 septembre 1943.

(2) Séance du 26 octobre 1943.

(formol, iode, brome soufre, . . . .), ne seraient-ils pas utiles, mélangés de façon constante à notre atmosphère, . . . .

Nous voulons indiquer maintenant comment l'ingénieur peut aider très simplement le médecin à tenter son étude expérimentale.

*Principe de la méthode.* — L'emploi de ventilateurs électriques nous permet, dans les industries les plus variées, de manier sous des pressions variables, depuis le vide pratique, jusqu'à plusieurs atmosphères, des quantités arbitraires de fluide gazeux.

Grâce à ces moyens mécaniques, nous pouvons faire parcourir aux gaz dans des canaux de dimensions convenables, les circuits les plus variés, après leur avoir fait traverser, s'il est jugé utile, des filtres destinés à les débarrasser de toutes leurs impuretés, après les avoir humidifiés de façon à leur donner un degré hygrométrique arbitraire, après les avoir réchauffés ou refroidis suivant le cas, après avoir d'une façon générale, effectué sur eux tout un ensemble de transformations physiques, chimiques ou thermo-dynamiques. . . .

*Moyens de réalisation pratique.* — . . . . Nous nous contenterons d'indiquer. . . . comment il serait possible de réaliser un pavillon médical dans lequel chaque malade pourrait vivre dans une chambre dont l'atmosphère serait modifiée à volonté suivant les ordonnances du médecin traitant, ces ordonnances portant, non seulement sur la température, la pression et le degré d'humidité, mais encore sur la composition chimique de l'atmosphère et, bien entendu, aussi sur la durée de séjour du malade dans l'atmosphère.

Dans la cave du pavillon, nous installons un ventilateur central qui aspire l'air à l'extérieur du bâtiment et le refoule d'une part, à travers d'un filtre complété par un humidificateur, puis dans une batterie de refroidissement ou de chauffe, constituée par des tuyaux à ailettes par exemple, à l'intérieur desquels on fait passer soit de la vapeur, soit de l'eau chaude, soit de l'eau fraîche ou même de la saumure refroidie. L'air ainsi obtenu, en dehors de ses qualités d'humidité et de chaleur ou de fraîcheur, est déjà débarrassé de tous les germes et poussières par son passage à travers les filtres.

Cet air est ensuite amené, sous une légère pression de quelques millimètres d'eau, jusqu'au voisinage des chambres de malades à l'aide de tuyaux en grès vernissés par exemple.

Devant chaque chambre de malades, se trouve un ventilateur secondaire à moteur électrique, d'une puissance extrêmement faible, quelques dixièmes de cheval seulement. Ce ventilateur secondaire refoule à nouveau l'air destiné à la chambre du malade en le faisant passer à travers des dispositifs de filtrage, d'humidification et de réchauffage analogues, mais sur une beaucoup plus petite échelle, aux appareils situés en cave.

Ces appareils, complétés par des rhéostats de réglage, permettent de faire varier la vitesse du moteur ainsi que toutes les qualités de l'air destiné à la chambre.

Un vaporisateur humidificateur individuel fonctionnant soit avec un jet d'eau, soit avec de la vapeur vive, permet de faire l'injection de l'antiseptique désiré; dans le cas où l'on voudrait créer une atmosphère comportant un mélange de gaz, ces gaz, apportés dans des bouteilles en métal, sont mélangés en quantités convenablement dosées.

Bien entendu des appareils de mesure, pour la quantité d'air et pour la quantité de gaz étranger à insuffler dans la chambre, doivent être prévus; ces appareils de la famille des compteurs à gaz, ne sont pas bien difficiles à imaginer.

Des ventouses d'évacuation sont prévues dans chaque salle de façon à assurer une évacuation gazeuse convenable.

GÉNÉTIQUE MÉDICALE. — *Effets sur l'hémophilie de diverses influences hormonales. Antagonisme des actions œstrogène et androgène. Essai d'interprétation.* Note de MM. **Raymond Turpin**, **François Bourlière** et **René Sassier**, présentée par M. Léon Binet.

Nous avons émis ([1]) l'hypothèse que l'expression du gène responsable de l'hémophilie était masquée chez la femme par un processus lié à l'activité œstrogène. L'analyse des effets thérapeutiques du benzoate d'œstradiol, puis du stilbœstrol, corps sans parenté chimique avec les hormones naturelles, nous avait conduits à cette interprétation. Les résultats de nouvelles recherches permettent de préciser le mécanisme de ce contrôle hormonal.

Quelques examens sanguins, pratiqués avec les méthodes habituelles, nous ayant montré que l'injection de substances androgènes allonge le temps de coagulation des hémophiles, nous avons repris cette étude en employant la méthode photothrombographique mise au point par l'un de nous ([2]).

Les résultats obtenus sur trois malades sont absolument concordants : l'injection intramusculaire unique de $10^{mg}$ de *propionate de testostérone* détermine une augmentation constante et importante du temps de coagulation. Ce dernier est allongé en moyenne de 50 % et a même triplé dans un cas. Cet allongement est global et porte également sur le temps de précoagulation ($t$). Quant au rapport $\Delta t/t$ qui, d'après P. Meunier, mesure le taux de prothrombine, il n'est pas modifié au cours de cette épreuve; il reste dans l'ensemble supérieur à la normale (tableau ci-dessous).

| | Temps de coagulation | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | avant injection. | | | | 4 jours après injection. | | | |
| Malades. | $t$. | T. | $\Delta t$. | $\Delta t/t$. | $t$. | T. | $\Delta t$. | $\Delta t/t$. |
| | m | m | m s | | m | m | m s | |
| I | 13 | 32 | 12 | 0,92 | 25 | 99 | 18,30 | 0,72 |
| II | 12 | 40 | 14,30 | 1,19 | 20 | 62 | 21 | 1,05 |
| III | 24 | 62 | 12 | 0,50 | 30 | 90 | 30 | 1 |

([1]) R. Turpin, F. Bourlière et R. Sassier, *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 751-752.

([2]) C. Lian, P. Frumusan, R. Sassier, *Bull. et Mém. Soc. méd. Hôp. Paris*, 7 juillet 1939, n° 24; *Le Sang*, 1939, p. 817.

Cet effet du testostérone sur la coagulation s'est accompagné dans deux cas de l'apparition d'un hématome au point d'injection et, chez le troisième sujet, d'une arthrite hémophilique du genou, incidents vite corrigés par le stilbœstrol.

Il semble donc bien qu'œstrogène et testostérone puissent modifier de manière opposée la coagulation du sang des hémophiles.

L'action de la *progestérone* est tout à fait comparable à celle du testostérone; $10^{mg}$ ont entraîné chez les trois malades étudiés un allongement global de la durée de coagulation de 50 % environ (tableau ci-dessous).

| | Temps de coagulation | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | avant injection. | | | | 4 jours après injection. | | | |
| Malades. | $t$. | T. | $\Delta t$. | $\Delta t/t$. | $t$. | T. | $\Delta t$. | $\Delta t/t$. |
| | m | m | m | | m | m | m s | |
| I........... | 19 | 91 | 20 | 1,05 | 42 | 128 | 22 | 0,52 |
| II.......... | 7 | 24 | 14 | 0,50 | 12 | 50 | 9,45 | 0,80 |
| III......... | 13 | 46 | 5 | 0,38 | 20 | 61 | 7 | 0,35 |

La progestérone produit donc un effet comparable à celui de l'hormone mâle.

L'expression du gène responsable de l'hémophilie serait donc favorisée chez l'homme non seulement par un défaut d'activité œstrogène mais aussi par l'existence d'une activité androgène. Le caractère pathologique lié au sexe serait aussi doublement contrôlé par le sexe. Chez la femme, l'effet de l'œstradiol masquerait celui de la progestérone.

Ces résultats expérimentaux sont à rapprocher de ceux que F. Caridoit et V. Régnier ont obtenus chez les Gallinacés ([3]). Ils tendent à montrer que dans l'espèce humaine des influences hormonales peuvent s'exercer sur la chaîne de réactions gène → caractère.

La séance est levée à $16^h 15^m$. A. Lx.

---

## *ERRATA.*

—

(Séance du 1er février 1943.)

Note de M. *Christian de Carbon*, La matière et l'effort :

Page 195, ligne 6 de la Note, *au lieu de* un mécanisme, *lire* son mécanisme; dans les trois dernières équations, *au lieu de* —, *lire* +; *au lieu de* 2/G et 2/φ, *lire* 1/G et 1/φ.

(Séance du 31 mai 1943.)

Note de M. *Henri Triché*, Le rayon de l'ion $H^+$ et la constitution des acides halogénés :

Page 739, ligne 6, *au lieu de* 1,44 Å et 1,56 Å, *lire* 1,00 Å et 1,12 Å.

---

([3]) *Revue scientifique*, 79, 1941, pp. 223-245.

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

### Ouvrages reçus pendant les séances d'octobre 1943.

Actualités scientifiques et industrielles. 864. A la surface des choses. Physique générale. I. *Espace et temps,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1940; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 876. — Id. II. *Lumière,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1940; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 877. — Id. III. *Relativité,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1941; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 878. — Id. IV. *Forces et Travail,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1940; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 879. — Id. V. *Masse et gravitation,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1940; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 892. — Id. VI. *L'Énergie,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1941; 1 fasc. 25cm 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 893. — Id. VII. *Évolution,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1941; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

Id. 905. — Id. VIII. *Électricité,* par Jean Perrin. Paris, Hermann et Cie, 1941; 1 fasc. 25cm, 5 (présenté par M. C. Jacob).

*Théorie et pratique des Observations de gravimétrie en mer,* par Vening Meinesz. 1929; 1 fasc. polycopié, 27cm.

L'électricité dans la mine. *Compte rendu des travaux du Congrès des Mineurs organisé à Grenoble, les 25 et 26 juin 1942 par les Établissements Merlin et Guérin en accord avec la Société de l'industrie minérale.* Saint-Étienne, Société anonyme de l'Imprimerie Théolier, 1943; 1 fasc. 27cm.

Que sais-je? *La vision,* par Élise Devaux. Paris, Presses universitaires de France, 1943; 1 vol. 17cm,5 (présenté par M. A. de Gramont).

*Précis de Zoologie,* par Auguste Lameere. Tome V. fasc. I. *Les stégoptères. Les diptères.* Bruxelles, H. Cauwenberg, 1936; 1 vol. 26cm, 5.

*Précis de Zoologie,* par Auguste Lameere. Tome VI. *Les protochordés. Caractères fondamentaux des Vertébrés. Les Poissons.* Paris, Gaston Doin et Cie, 1941; 1 vol. 26cm, 5.

*Précis de Zoologie,* par Auguste Lameere. Tome VII. *Les Vertébrés tétrapodes. Amphibiens et reptiles suivis d'un Abrégé de la classification des Oiseaux et des Mammifères. Liste chronologique des œuvres d'Auguste Lameere. Table générale des matières du Précis de Zoologie.* Paris, Gaston Doin et Cie, 1942; 1 vol. 26cm, 5.

*Analyse des graphiques résultant de la superposition de sinusoïdes. Tables numériques précédées d'un exposé de la méthode d'analyse par combinaisons linéaires d'ordonnées,* par Henri Labrouste et Mme Y. Labrouste. Paris, Presses universitaires de France, 1943; 1 vol 32cm (présenté par M. C. Maurain).

*Analyse des graphiques résultant de la superposition de sinusoïdes. Atlas de courbes de sélectivité. Supplément aux tables numériques,* par Henri Labrouste et Mme Y. Labrouste. Paris, Presses Universitaires de France, 1943; 1 vol. 32cm.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 15 NOVEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** s'exprime en ces termes :

J'ai la tristesse de communiquer à l'Académie la mort, survenue le 9 octobre dernier, de notre éminent Collègue **Zeeman**, professeur honoraire à l'Université d'Amsterdam.

Pieter Zeeman était né à Zonnemaire (Pays-Bas) le 25 mai 1865. Après avoir étudié à l'Université de Leyde avec Lorentz et Kammerlingh Onnes, dont notre Compagnie s'honore de compter les noms parmi ses Associés étrangers, il fut chargé de cours à Amsterdam en 1897, puis professeur en 1900 et Directeur du laboratoire de physique en 1908, après la retraite de van der Waals, un autre de nos Associés étrangers. Zeeman avait été élu Correspondant étranger de notre Académie pour la Section de Physique générale le 19 décembre 1921, puis Associé étranger le 19 juin 1933.

Son nom est devenu célèbre parmi tous les physiciens lorsqu'il découvrit, dans les dernières années du siècle passé, le dédoublement des raies spectrales sous l'influence d'un champ magnétique, phénomène commodément appelé depuis « effet Zeeman ».

Lorentz introduisait alors dans la Science la notion de ces particules chargées élémentaires qui devaient, sous le nom d'*électrons*, intervenir dans l'explication d'un grand nombre de phénomènes. Lorentz pensait que lorsqu'une source émet une raie étroite, c'est qu'il s'y trouve des électrons oscillant avec une période déterminée autour d'un centre fixe. Ces vibrations doivent en effet être modifiées lorsque la source est placée dans le champ d'un électroaimant, puisque ce champ agit sur une charge en mouvement. Le calcul montre alors que la raie primitivement simple doit être remplacée par plusieurs raies voisines et que ces *composantes magnétiques* nouvelles doivent être polarisées. Zeeman rechercha aussitôt et parvint à mettre en évidence cette polarisation : l'action spécifique du champ sur l'émission lumineuse se trouva ainsi nettement démontrée.

L'étude du phénomène de Zeeman fut bientôt poursuivie dans les laboratoires de tous les pays. Elle ne tarda pas à révéler que les faits n'étaient pas aussi simples qu'on l'avait pensé d'abord.

Au milieu de cette complexité, une règle simple se dégageait cependant. Ces changements se retrouvaient identiques d'aspect pour toutes les raies formant ces familles naturelles que l'on appelle les *séries spectrales*. A chaque série correspond en effet un type de changement magnétique déterminé. En outre, si l'on mesure les écarts dans l'échelle des fréquences vibratoires, on trouve que l'écart entre deux composantes données reste invariable pour toutes les raies d'une même série. Le phénomène de Zeeman apportait ainsi un nouveau moyen précieux pour reconnaître ces séries, et l'on put dès lors l'utiliser pour débrouiller le chaos formé par les spectres à raies nombreuses.

Mais il fallait interpréter théoriquement ces changements compliqués et ces relations avec les séries. Grâce à tout un ensemble de travaux, non seulement on sait aujourd'hui pourquoi toutes les raies d'une même série donnent le même phénomène de Zeeman, mais on peut expliquer pourquoi c'est ce type de décomposition qu'on observe alors et indiquer *a priori* sa grandeur. Ces travaux, provoqués par la découverte de Zeeman, ont peu à peu modifié les vues des physiciens sur les atomes, sur les noyaux atomiques et sur l'électron lui-même.

Ils ont permis non seulement d'expliquer les caractères des changements magnétiques observés sur les raies spectrales, mais de se rendre compte de l'origine des séries elles-mêmes observées en dehors du champ. De plus, les propriétés magnétiques des atomes sont maintenant rattachées à leur constitution et à leur spectre.

Ces résultats, qui montrent l'importance considérable du phénomène de Zeeman dans la physique actuelle, sont dus à l'effort de nombreux travailleurs, les théoriciens cherchant à expliquer les relations numériques trouvées par les expérimentateurs. Zeeman lui-même n'a jamais cessé d'apporter une part importante à la partie expérimentale. Dans le beau laboratoire *Physica* qu'on lui a aménagé à l'Université d'Amsterdam, il a pu disposer — même pendant les quelques années qui ont suivi sa retraite — de moyens de plus en plus puissants. C'est là que l'on a pu étudier, par exemple, les décompositions magnétiques d'éléments comme les gaz rares ou les derniers éléments du système périodique, décompositions parfois très compliquées et qui exigent des clichés d'une extrême finesse.

L'activité scientifique de Zeeman n'a pas été employée seulement à ses recherches sur les raies spectrales. Parmi ses autres travaux, on peut citer particulièrement celui qu'il fit autrefois sur la réflexion de la lumière sur les miroirs d'acier aimanté, où il montra, pour la première fois, que l'on observe encore un changement dans les propriétés de la lumière réfléchie quand le rayon lumineux est normal à la direction d'aimantation. D'autre part, il a

fait, sur l'entraînement des ondes lumineuses par la matière en mouvement, un travail extrêmement poussé. Modifiant un dispositif dans lequel Fizeau faisait passer la lumière dans un long tube où circulait de l'eau, il a employé des blocs de verre ou de quartz mis en mouvement. Les résultats qu'il a obtenus ont été tout à fait d'accord avec la formule de Fizeau modifiée par Lorentz, formule qui s'est trouvée ainsi établie de façon tout à fait sûre.

Zeeman a toujours manifesté un vif attachement pour notre pays et une grande admiration pour la Science française. Lorsqu'on a fêté le centenaire de Fresnel, c'est lui qui, parlant au nom des physiciens étrangers, a rendu hommage à la mémoire de notre glorieux compatriote.

Il venait assez souvent à Paris avant la guerre. Il y était d'ailleurs appelé par ses fonctions au Bureau international des Poids et Mesures. Élu au Comité des Poids et Mesures le 5 juin 1929, il faisait partie depuis le 5 octobre 1935 de la Commission administrative permanente du Bureau international. Le Président, notre regretté Confrère Volterra, étant tombé malade en 1939, c'est Zeeman qui avait été délégué pour le remplacer dans cette tâche particulièrement délicate et que les événements actuels compliquent singulièrement.

Nous prions la veuve et les enfants de ce savant physicien ainsi que nos Confrères de l'Académie d'Amsterdam d'agréer tous nos regrets et l'expression de nos sentiments de très profonde sympathie.

## CORRESPONDANCE.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une utile extension de la transformation de Laplace.* Note de M. **Marcel Bayard**, présentée par M. Ernest Esclangon.

La transformation de Laplace, sur laquelle se fondent les importants développements modernes du calcul symbolique, fait correspondre à une fonction réelle $f(t)$ définie pour $t > 0$, une fonction d'une variable complexe $\varphi(p)$, par l'intégrale de Laplace

$$\text{(L)} \qquad \varphi(p) = \int_0^\infty f(t)\, e^{-pt}\, dt.$$

Cette fonction est définie et continue si

$$\text{(C)} \qquad \mathcal{R}e\, p > 0.$$

L'inversion de cette transformation est obtenue par une intégration dans le plan complexe

$$\text{(B)} \qquad f(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{(\beta)} \varphi(p)\, e^{pt}\, dp,$$

suivant un contour ($\beta$), dit parfois de Bromwich-Wagner, lequel va de $-i\infty$ à $+i\infty$ en restant dans le demi-plan de droite.

Or le domaine de validité des deux transformations (L) et (B) n'est pas le même. Celui de (B) comprend et déborde celui de (L). Il suffit pour s'en assurer d'observer que, suivant (L), la fonction $\varphi(p)$ est nécessairement nulle à l'infini, cependant que (B) peut être appliquée à des fonctions $\varphi$ dont la partie principale à l'infini est $e^{ap}$, $a$ étant une constante positive. On s'assure, en vérifiant qu'en une telle occurence le contour ($\beta$) peut être complété par un grand demi-cercle situé si $t > -a$ dans le demi-plan de gauche et si $t < -a$ dans celui de droite, que la fonction $f(t)$ est nulle pour $t < -a$ et définie, non nulle en général, pour $t > -a$. L'inversion de (B) est alors assurée par

$$(\mathrm{L}') \qquad \varphi(p) = \int_{-a}^{\infty} f(t)\, e^{-pt}\, dt.$$

Toutefois le domaine de validité de (L') ne recouvre pas, quelque grand que soit $a$ fini, celui de (B). On voit aisément, en effet, que si l'on fait dans

$$(\mathrm{B}) \qquad \varphi(p) = e^{a^2 \cdot p^2},$$

on obtient

$$f(t) = e^{-\frac{t^2}{a^2}},$$

fonction définie quel que soit $t$ réel.

On est donc conduit à étendre les limites de l'intégrale de Laplace qui doit servir de base au calcul symbolique en posant

$$(\mathrm{L}'') \qquad \varphi(p) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\, e^{-pt}\, dt,$$

la fonction $f(t)$, définie quel que soit $t$, pouvant être nulle jusqu'à une certaine valeur $t = -a$. Les transformations corrélatives (L'') et (B) ont alors le même domaine de validité. Mais alors que dans le couple (L) et (B) la condition (C) découle nécessairement des limites de l'intégrale de Laplace, il n'en est plus de même avec (L''); il convient donc de stipuler *a priori* la condition (C) pour écarter toute ambiguïté dans l'extension proposée.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *L'interaction des corpuscules en Mécanique ondulatoire relativiste.* Note de MM. **Jean-Louis Destouches** et **Serge Slansky**.

1. Dans une Note publiée en 1936 par l'un de nous [1], une généralisation des transformations de Lorentz pour un système a été proposée. Si l'on détermine les transformations finies par la méthode indiquée dans une Note

[1] J.-L. Destouches, *Comptes rendus*, 203, 1936, p. 924.

précédente ([2]), des actions à distance sont permises en accord avec les conditions d'invariance relativiste.

2. Pour l'interaction des corpuscules, il est naturel d'accepter les conditions suivantes :

1° *L'interaction des corpuscules est indépendante du temps et de l'opérateur de dérivation par rapport au temps.*

2° *Le terme d'interaction dans l'hamiltonien a une forme invariante lors d'une transformation* $L^{(n)}$ *quelconque* (produit de changements d'origine des coordonnées, de changements de sens des axes, de rotations spatiales, de transformations simples $L_s^{(n)}$ associées à des transformations de Lorentz).

3° *Le terme d'interaction est un invariant du groupe des transformations* $L^{(n)}$ *quelconques.*

4° *L'interaction entre n corpuscules est une combinaison d'interactions des corpuscules deux à deux suivant le principe de superposition des interactions énoncé par l'un de nous* ([3]).

5° *Le terme d'interaction* $\mathbf{R}_{ij}$ *entre deux corpuscules est symétrique par rapport aux deux corpuscules* $\mathbf{R}_{ij} = \mathbf{R}_{ji}$.

6° *Pour les distances infiniment grandes, l'interaction de deux corpuscules tend vers zéro.*

7° *L'interaction de deux corpuscules est fonction seulement de leur distance et des opérateurs de l'anneau fondamental.*

La condition 1° peut être considérée comme une conséquence du principe de la conservation de l'énergie. Les conditions 2° et 3° sont des conséquences du principe de relativité. Les conditions 4° et 5° sont à admettre comme postulats; elles expriment respectivement le principe de superposition des forces et le principe d'égalité de l'action et de la réaction. La condition 6° est exigée par le principe de l'inertie, mais n'en est pas une conséquence et doit être admise comme un postulat. Par contre la condition 7° peut être rejetée; elle fixe une restriction sur les termes d'interaction permis par les six premières conditions car elle a pour effet d'éliminer les termes contenant les opérateurs de dérivation; or il est possible d'accepter de tels termes.

La condition 3° a pour conséquence que l'interaction $\mathbf{R}_{ij}$ entre deux corpuscules est une fonction entière de $\mathbf{B}_{ij} r_{ij}$ où $\mathbf{B}_{ij}$ est un opérateur de l'anneau fondamental tel que $\mathbf{B}_{ij}(\mathfrak{a}^{(i)} - \mathfrak{a}^{(j)}) = 0$. Les conditions précédentes fixent entièrement comment l'opérateur d'interaction dépend des opérateurs de l'anneau fondamental du système, mais elles ne déterminent pas comment l'interaction dépend de la distance : l'interaction s'exprime par des fonctions entières de $r_{ij}$ qui tendent vers zéro quand $r_{ij}$ augmente indéfiniment, ce qui leur laisse un large arbitraire.

---

([2]) SERGE SLANSKY, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 423.

([3]) J.-L. DESTOUCHES, *Principes fondamentaux de Physique théorique*, III, 1942, p. 792.

3. Dans le cas de deux corpuscules de spin 1/2 on trouve comme terme d'interaction

$$\mathbf{R}=\left(1+\vec{\alpha}^{(1)}\vec{\alpha}^{(2)}\right)\left(1+\alpha_4^{(1)}\alpha_4^{(2)}\right)\left(1+\alpha_5^{(1)}\alpha_5^{(2)}\right)f(r),$$

où $f$ est une fonction entière de la distance, nulle à l'infini.

Si au lieu de deux corpuscules de spin 1/2 on en considère $n+p$ fondus en deux corpuscules de spins $n/2$ et $p/2$ on tire, de l'expression précédente et de la condition 4°, le terme d'interaction de deux corpuscules de spin quelconque, en particulier l'interaction d'un photon et d'un électron ou d'un méson et d'un proton ou d'un neutron. On a alors une fonction entière $f(r)$ au lieu d'une fonction $\delta(\vec{r})$ comme dans la théorie de M. Louis de Broglie. Le remplacement de la fonction $\delta$ par une fonction entière lève l'importante difficulté de l'énergie propre infinie de l'électron. On est conduit à un résultat semblable pour l'interaction entre mésons et protons ou neutrons; ainsi on peut envisager des forces s'exerçant à distance entre deux corpuscules d'un noyau sans échanges de corpuscules d'une autre espèce. Mais les forces de Coulomb et forces analogues qui ne s'expriment pas par des fonctions entières de $r$ doivent toujours être considérées comme résultant d'échanges de particules; les actions directes ne sont plus cette fois des actions de contact avec fonction $\delta$ mais des actions à distance exprimées par une fonction entière $f(r)$.

4. Il serait prématuré d'énoncer un principe général permettant de fixer la forme des fonctions $f(r)$, mais il semble que l'on puisse adopter une fonction

$$f(r)=\mathrm{C}\,e^{-\left(\frac{r}{r_0}\right)^k} \qquad (k \text{ entier positif}),$$

où $r_0$ désigne une constante ayant la valeur du rayon classique de l'électron. De cette façon le rayon de l'électron peut être introduit en théorie quantique relativiste sans aucune difficulté et sans nécessiter aucune hypothèse en contradiction avec les principes de la Mécanique ondulatoire des systèmes tels qu'ils ont été énoncés par l'un de nous [4]; en même temps les difficultés d'énergie propre infinie des corpuscules se trouvent levées. Par suite, en accord avec les suggestions de M. Heisenberg, une constante universelle de longueur intervient dans les forces nucléaires, tout en respectant les conditions de relativité. On voit, comme l'a déjà fait remarquer M. Louis de Broglie [5], que la question du rayon de l'électron est liée au développement de la Mécanique ondulatoire relativiste des systèmes. Ces résultats montrent que la Mécanique ondulatoire relativiste des systèmes, sous la formule suivant laquelle nous l'avons développée, va plus loin que les théories antérieures.

---

(4) J.-L. Destouches, *Principes fondamentaux de Physique théorique* (Paris, 1942).

(5) Louis de Broglie, *Une nouvelle théorie de la lumière*, 2, 1942, p. 138.

MAGNÉTISME. — *Hystérésis de magnétostriction inverse.* Note de M. **André Herpin**.

Nous avons étudié la variation d'aimantation produite par traction, à champ constant : c'est le phénomène bien connu appelé *magnétostriction inverse*. Nos recherches ont porté sur le nickel. Tant que l'aimantation peut être considérée comme réversible (pour de grandes valeurs du champ ou sur la branche descendante de la courbe d'hystérésis), la variation d'aimantation est elle aussi réversible et est liée à la magnétostriction directe par la relation thermodynamique

$$\frac{dl}{dH}=\frac{dJ}{d\sigma},$$

$\sigma$ représentant la tension.

Au contraire, dans la région où apparaît l'aimantation irréversible qui se traduit par l'effet Barkhausen, on observe une hystérésis importante dans la magnétostriction inverse, cette hystérésis pouvant d'ailleurs présenter un caractère tout à fait anormal.

Dans un champ nul, par exemple, on observe une hystérésis que nous qualifions de normale. Voici le résultat de deux allers et retours de traction :

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\sigma$ (kg/mm²)... | 1. | 2. | 3. | 2. | 1. | 0. |
| $dJ$ (gauss)......... | +20 | +27 | −51 | −40 | −30 | −18 |
| » ......... | −12 | −22 | −33 | −22 | −12 | 0 |

On voit que, pour le premier aller et retour, on observe une rémanence de 18 gauss. Il y a donc hystérésis ; mais cette hystérésis ne se produit d'ailleurs qu'à la première traction. Il serait intéressant de faire suivre la traction d'une pression, pour voir si l'on a un véritable cycle d'hystérésis, mais les fils de nickel dont nous disposions ne nous l'ont pas permis.

Nous avons également observé que, si l'on décrit un cycle d'hystérésis, le champ variant dans des limites suffisantes, le nickel est ramené à son état primitif, et une nouvelle traction produit encore la rémanence. Ce fait montre clairement l'origine magnétique de l'hystérésis de magnétostriction inverse ; une origine mécanique serait d'ailleurs impossible, vu la faiblesse de la traction.

Si l'on réalise la même expérience dans un champ constant de l'ordre du champ coercitif, on observe une hystérésis *anormale*. Par exemple dans un champ de 10 gauss :

| | 1re traction. | Suppression. | 2e traction. | Suppression |
|---|---|---|---|---|
| $dJ$ (gauss)........ | +3,75 | +57,5 | −20 | +20 |

la traction étant de 3 kg/mm²,

On voit que dans ce cas encore l'hystérésis n'affecte que la première traction ; mais elle est anormale en ce sens que la variation d'aimantation produite par la

première traction est une augmentation, alors que les tractions suivantes produisent une diminution.

Nous avons également observé que la première variation d'aimantation était accompagnée de discontinuités d'aimantation semblables à celles de l'effet Barkhausen.

Ce dernier fait nous a conduit à donner de l'hystérésis de magnétostriction inverse l'explication suivante :

On sait que les domaines de Weiss se retournent quand le champ a atteint une certaine valeur $H_0$ variable d'un domaine à l'autre. Ce champ limite dépend des tensions auxquelles sont soumis les domaines; la traction appliquée a pour effet de perturber ces tensions, donc de faire varier le champ limite; pour certains domaines il diminue, et ces domaines peuvent se retourner sans que le champ ait varié. Il s'ensuit une variation d'aimantation irréversible dans le sens du champ. A cet effet s'ajoute un effet réversible représentable par la formule thermodynamique; pour le nickel il s'agit toujours d'une diminution d'aimantation. Si l'aimantation est dirigée en sens inverse du champ, ces deux effets s'ajoutent, et l'on observe l'hystérésis normale. Si au contraire l'aimantation est dans le sens du champ, ils se retranchent, et si l'effet irréversible est plus grand, il y aura hystérésis anormale.

OPTIQUE. — *Sur la compensation de l'aberration chromatique secondaire dans les lunettes astronomiques.* Note de M. **Raymond Tremblot**, présentée par M. Ernest Esclangon.

On sait que l'aberration chromatique secondaire constitue la plus grave imperfection des grandes lunettes astronomiques, que l'on continue cependant à préférer aux télescopes pour les travaux exigeant un pouvoir séparateur élevé. Sauf peut-être dans le cas des radiations de faible longueur d'onde ($0^\mu,4$ à $0^\mu,5$), la réalisation d'un objectif apochromatique, suivant la solution indiquée par Taylor, nécessite l'emploi de verres spéciaux et comporte des lentilles à faibles rayons de courbure, difficiles à centrer; elle est pratiquement impossible quand le diamètre dépasse 30 centimètres. Dans un grand instrument, satisfaisant à la condition d'achromatisme pour deux radiations déterminées, l'aberration chromatique secondaire longitudinale peut être considérée comme proportionnelle à la distance focale.

Nous nous sommes proposé de la compenser au moyen d'un système de lentilles, de puissance totale nulle, interposé entre l'objectif et l'oculaire; leurs petites dimensions permettent de les tailler dans des substances dont la loi de dispersion s'écarte sensiblement de celle des verres d'optique. Soit par exemple un doublet constitué par deux lentilles, de puissances opposées, taillées l'une dans un cristal (cubique) d'alun de potassium, l'autre dans un crown

caractérisé par la même valeur du rapport $v = \frac{(n_0 - 1)}{(n_1 - n_2)}$, les indices $n_1$ et $n_2$ correspondant aux longueurs d'onde pour lesquelles la distance focale de l'objectif, minima pour $\lambda = \lambda_0$, présente la même valeur. Disposé suivant l'axe optique, à quelque distance en avant du foyer, il n'en modifie pas la position pour les radiations $\lambda_1$ et $\lambda_2$. Mais les lois de dispersion des deux substances sont très différentes; représentées toutes deux par la formule de Hartmann

$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^{1,2}},$$

avec une valeur de $\lambda_0$ voisine de $0^{\mu},055$ dans un cas et de $0^{\mu},140$ dans l'autre, elles entraînent une variation importante de la convergence du système en fonction de la longueur d'onde. En taillant la lentille divergente dans l'alun, on obtient un effet, proportionnel à la différence des épaisseurs traversées par les rayons marginaux et centraux, opposé au défaut à corriger. Comme la formule de Hartmann s'applique, avec une bonne précision, à tous les milieux optiques, les courbes représentant la dispersion chromatique de la puissance de l'objectif et de celle du système compensateur peuvent être rendues superposables par un choix convenable des caractéristiques de ce dernier.

L'importance de l'effet à corriger limite le choix des substances constituant les lentilles correctrices; même en utilisant des verres spéciaux, on ne peut associer que des milieux caractérisés par des valeurs peu différentes de la constante $\lambda_0$, ce qui entraîne des dimensions et des courbures inadmissibles. Si l'on écarte à priori les liquides, il semble que le choix puisse porter sur l'une des quatre substances suivantes :

1° la fluorine, dont les bons échantillons sont extrêmement rares, mais dont la fusion en blocs monocristallins cubiques sera vraisemblablement possible d'ici peu;

2° le fluorure de lithium, pour lequel le problème est actuellement résolu. Ces deux milieux doivent constituer l'élément convergent, associé par exemple à une combinaison hypochromatique (flint dense et baryum crown) réalisant la condition posée pour le rapport $v$;

3° le bromure de potassium, également fusible en monocristaux;

4° l'alun de potassium; ici, la lentille correspondante, divergente, doit être collée entre deux surfaces de verre.

Nous avons terminé le calcul de telles combinaisons, exemptes d'aberration de sphéricité et de coma; il est commode de prévoir des systèmes quasi symétriques à quatre ou six lentilles; la variation chromatique de l'aberration de sphéricité est nulle ou très faible, opposée alors à celle de l'objectif (on sait que cette dernière n'influe guère sur la définition des images). L'ensemble peut être corrigé chromatiquement, dans un domaine de longueurs d'onde s'étendant de $0^{\mu},40$ à $0^{\mu},70$, aussi bien que l'objectif de Taylor.

Les dimensions des échantillons disponibles paraissent suffisantes pour

l'application du dispositif aux plus grandes lunettes existantes; l'épaisseur totale des lentilles correctrices est voisine de celle de l'objectif. La répartition du système en plusieurs éléments, satisfaisant à la condition d'achromatisme pour des couples de radiations légèrement différents, permet un ajustement facile à l'aberration secondaire de l'objectif par variation des distances respectives au plan focal.

Ayant en vue l'utilisation d'une lunette à des travaux de spectroscopie intéressant un grand intervalle de longueurs d'onde, M. Pierre Lacroute a imaginé, indépendamment de nous, un dispositif basé sur ces principes, avec les mêmes conclusions en ce qui concerne le choix des milieux optiques; il sera essayé à l'observatoire du Pic du Midi.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la cohésion de l'électron.*
Note de M. **Emile Bryliński.**

Nous avons signalé ([1]) que la stabilité de l'électron pouvait être attribuée aux attractions électrodynamiques existant entre ses charges élémentaires du fait de sa rotation sur lui-même. D'autre part, nous avons montré ([2]) ailleurs que, pour ce motif et pour quelques autres déduits de données connues, l'électron pouvait être considéré comme toroïdal, de sorte qu'on peut l'assimiler à un courant circulaire de centre O décrivant l'orbite dont le grand rayon $a$ est de l'ordre de $2.10^{-12}$ cm, le rayon $b$ du conducteur étant très petit devant $a$.

On admet généralement que le moment magnétique propre de l'électron ne peut être que parallèle ou antiparallèle à son moment magnétique orbital, de sorte que le plan du conducteur circulaire envisagé coïncide avec le plan de l'orbite supposée plane.

On sait qu'un courant fermé tend à se dilater sous l'influence de son propre champ magnétique. Mais cette action n'est que la résultante des forces électromagnétiques qui s'exercent sur ses éléments. Considérons d'abord l'électron tournant, abstraction faite de sa translation, c'est-à-dire dans des axes de référence liés au centre O. Dans une section droite du conducteur qui représente l'électron, le champ magnétique est à peu près de révolution autour de la vitesse, donc situé dans cette section droite. Il exerce sur un élément de courant une force située également dans le plan perpendiculaire à la vitesse, c'est-à-dire dans le plan de la section droite, et perpendiculaire à la direction du champ magnétique, c'est-à-dire dirigée à peu près vers le centre de la section droite. Dans la partie intérieure du conducteur, c'est-à-dire la plus voisine du centre O, cette force est centripète par rapport au centre de la

([1]) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 481.
([2]) *Revue générale de l'Électricité*, **52**, VIII, 1943, p. 249.

section droite puisque le conducteur tend à se dilater. Dans la partie opposée de la section du conducteur, le champ magnétique propre est de sens opposé, donc la force magnétique reste centripète. Le résultat d'ensemble reste une tendance à la dilatation parce que, en deux points diamétralement opposés de la section droite, le champ magnétique est plus intense, par suite du champ produit par le reste du circuit, au point le plus rapproché du centre O qu'au point le plus éloigné.

Il résulte de là que les divers éléments de la charge de l'électron tendent à se concentrer autour de l'axe circulaire du tore, contrairement à l'action répulsive résultant du fait que ces charges élémentaires sont de même signe. Il y a là un élément intéressant de cohésion interne pour l'électron toroïdal. En même temps l'ensemble de l'électron est soumis à une force électromagnétique centrifuge.

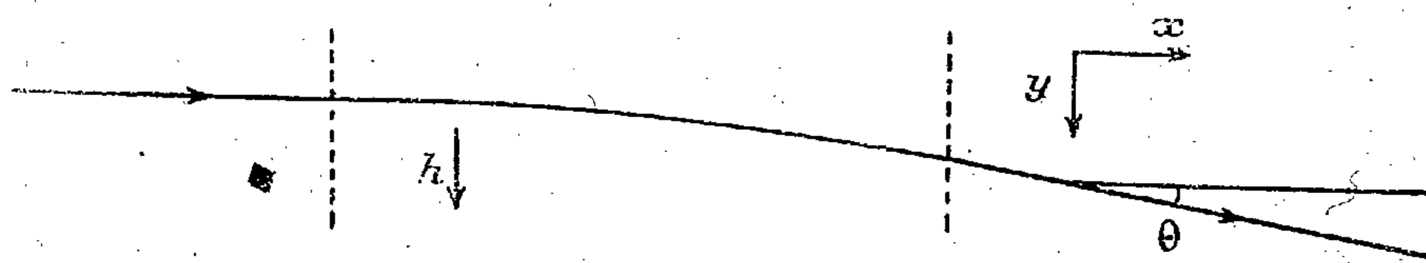
Ces résultats ne sont que peu modifiés par le champ magnétique résultant du mouvement orbital de l'électron parce que la vitesse de translation, et donc le champ magnétique correspondant, sont plus petits, et en général beaucoup plus petits, que la vitesse due à la rotation. Il est facile de se rendre compte de la tendance des modifications qui interviennent. La vitesse de translation peut être décomposée en deux composantes, l'une perpendiculaire à la vitesse de rotation et l'autre de même direction. La première n'a pas d'action appréciable, parce que la force produite serait faible en raison du grand rayon de courbure que nous avons supposé au conducteur. La seconde donnerait une force s'ajoutant à celle provenant de la rotation ou s'en retranchant, selon que la composante de la vitesse de translation serait de même sens que la vitesse de rotation ou de sens opposé. Si l'on considère deux éléments diamétralement opposés par rapport au centre O, les effets du champ magnétique de translation y seront opposés, c'est-à-dire que les forces centripètes de cohésion seront quelque peu renforcées dans un des éléments et affaiblies dans l'autre. La résultante de ces actions sera une tendance au déplacement radial du centre O par rapport à l'orbite telle qu'elle serait si le mouvement orbital ne produisait pas de magnétisme.

En résumé, le magnétisme de l'électron apparaît comme un élément de cohésion de cet électron, et la constitution toroïdale de cet électron ne semble pas physiquement impossible.

RAYONS COSMIQUES. — *Le spectrographe de masse relativiste. Possibilités d'application à la mesure de la masse des particules très rapides du rayonnement cosmique.* Note de M. **Serge Gorodetzky**, présentée par M. Maurice de Broglie.

L'attention des physiciens s'est portée ces dernières années sur la mesure de la masse des mésotons du rayonnement cosmique. Ont déjà été utilisées avec

succès les méthodes d'ionisation et de choc élastique (¹), (²). La méthode du spectrographe de masse, à laquelle on pourrait penser tout d'abord, n'a donné jusqu'ici aucun résultat. Il a paru intéressant de rechercher à quel genre de difficultés se heurte cette méthode. Un premier essai en ce sens a déjà été publié (²). Nous allons développer cette question en donnant de nouvelles précisions. Dans l'approximation non relativiste, la déviation dans le champ électrique donne $M_0 v^2$, la déviation dans le champ magnétique $M_0 v$. Dans le cas relativiste, la déviation dans le champ magnétique donne encore une quantité proportionnelle à la quantité de mouvement $p$. La déviation dans le champ électrique est la suivante




On a

$$\text{tang}\,\theta = \frac{1}{pc}\sqrt{(M_0 c^2)^2 + (pc)^2}\,\text{sh}\,\frac{ehx}{pc}, \tag{1}$$

où $p$ est la quantité de mouvement de la particule à l'entrée de l'appareil, quantité qui peut être déterminée par la déviation magnétique; $c$ est la vitesse de la lumière, $h$ le champ électrique. La particule décrit la chaînette

$$y = \frac{1}{eh}\sqrt{(M_0 c^2)^2 + (pc)^2}\,\text{ch}\left(\frac{ehx}{pc} - 1\right), \tag{2}$$

qui dans l'approximation non relativiste se réduit à une parabole. La déviation tang$\theta$ est la dérivée $dy/dx$ à la sortie du champ électrique. En introduisant le moment réduit $P = (pc/M_0 c^2)$, on peut encore écrire (1)

$$\text{tang}\,\theta = \frac{1}{P}\sqrt{1 + P^2}\,\text{sh}\,\frac{ehx}{pc} = \frac{1}{\beta}\,\text{sh}\,\frac{ehx}{pc}. \tag{1 bis}$$

On peut confondre sh$(hex/pc)$ avec $ehx/pc$ et de même tang$\theta$ avec $\theta$, dans le cas des particules du rayonnement cosmique. Par exemple prenons $pc = 100$ MeV, $h = 30000$ volts-cm$^{-1}$, $x = 100$ cm, ces trois valeurs étant particulièrement favorables à une grande déviation, on obtient $ehx/pc = 3.10^{-2}$ et $\theta = (1/\beta)3.10^{-2}$. De (1) on tire la valeur cherchée de la masse $M_0$, en fonction de $p$ et $\theta$.

$$(M_0 c^2)^2 = (pc)^2\left[\left(\theta\frac{pc}{ehx}\right)^2 - 1\right]. \tag{3}$$

(¹) L. Leprince-Ringuet, S. Gorodetzky, E. Nageotte, R. Richard-Foy, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 382; L. Leprince-Ringuet, S. Gorodetzky, *ibid.*, **213**, 1941, p. 765; R. Richard-Foy, *ibid.*, **213**, 1941, p. 724.

(²) S. Gorodetzky, *Thèse*, Paris, 1942.

L'erreur relative sur $M_0$ est alors

(4) $$\frac{\Delta M_0}{M_0} = (P^2+2)\frac{\Delta p}{p} + (P^2+1)\frac{\Delta\theta}{\theta};$$

$\Delta M_0/M_0$ croît très vite avec P. *La méthode du spectrographe de masse voit sa précision rapidement limitée du côté des grandes énergies.* Cette limitation se retrouve dans les autres méthodes de mesure de masse. En ce qui concerne l'erreur relative sur $p$, on a pratiquement $\Delta p/p = \Delta R/R$ (R rayon de courbure dans le champ magnétique M). En effet on a $p = e$RH. On obtient assez facilement $\Delta p/p = \Delta R/R \leqq 5/100$. (Par exemple dans un champ de 10000 gauss, une chambre longue de $1^m$ et $pc \leqq 2000$ MeV.) D'où une erreur sur la masse, due à $p$ seulement, de $\leqq 15$ % pour P = 1, de $\leqq 30$ % pour P = 2 etc., erreurs du même ordre que celles que l'on doit attribuer à $p$ dans les méthodes du choc élastique et d'ionisation. Mais, en ce qui concerne la déviation $\theta$ dans le champ électrique, la situation apparaît comme beaucoup moins favorable. La déviation dans les champs électriques les plus forts que l'on puisse envisager expérimentalement est faible. Comparons les déviations dans les deux champs magnétique et électrique. Dans le champ magnétique on a

(5) $$p = e\text{HR} \quad \text{ou} \quad pc = 300\,\text{HR} \quad \text{(électrons-volts, gauss, cm)}.$$

Dans le champ électrique on a sensiblement (1 *bis*) $pc = (1/\beta)eh(x/\theta)$. Dans le champ électrique la trajectoire est une chaînette ou, approximativement, une parabole très tendue que l'on peut encore assimiler au cercle osculateur. Le rayon $\rho$ du cercle est $x/\theta$. On a donc

(6) $$pc = \frac{1}{\beta}h\rho \quad \text{(électrons-volts, volts-cm}^{-1}\text{, cm)},$$

formule tout à fait analogue à (5), d'autant plus que $\beta$ est voisin de un. Une particule rapide de moment $pc$ décrit dans le champ magnétique H un cercle de rayon R et dans le champ électrique $h$ une courbe très voisine d'un cercle de rayon $\rho$. Pour un même rayon $\boxed{R = \rho}$ on a

(7) $$\boxed{h_{\text{volts-cm}^{-1}} = 300\,\beta\,\text{H}_{\text{gauss}}.}$$

Par exemple pour obtenir dans le champ électrique la même courbure que celle que l'on obtient dans un champ magnétique de 10000 gauss (et pour $\beta \approx 1$), il faut appliquer un champ électrique de 3 millions de volts/cm.

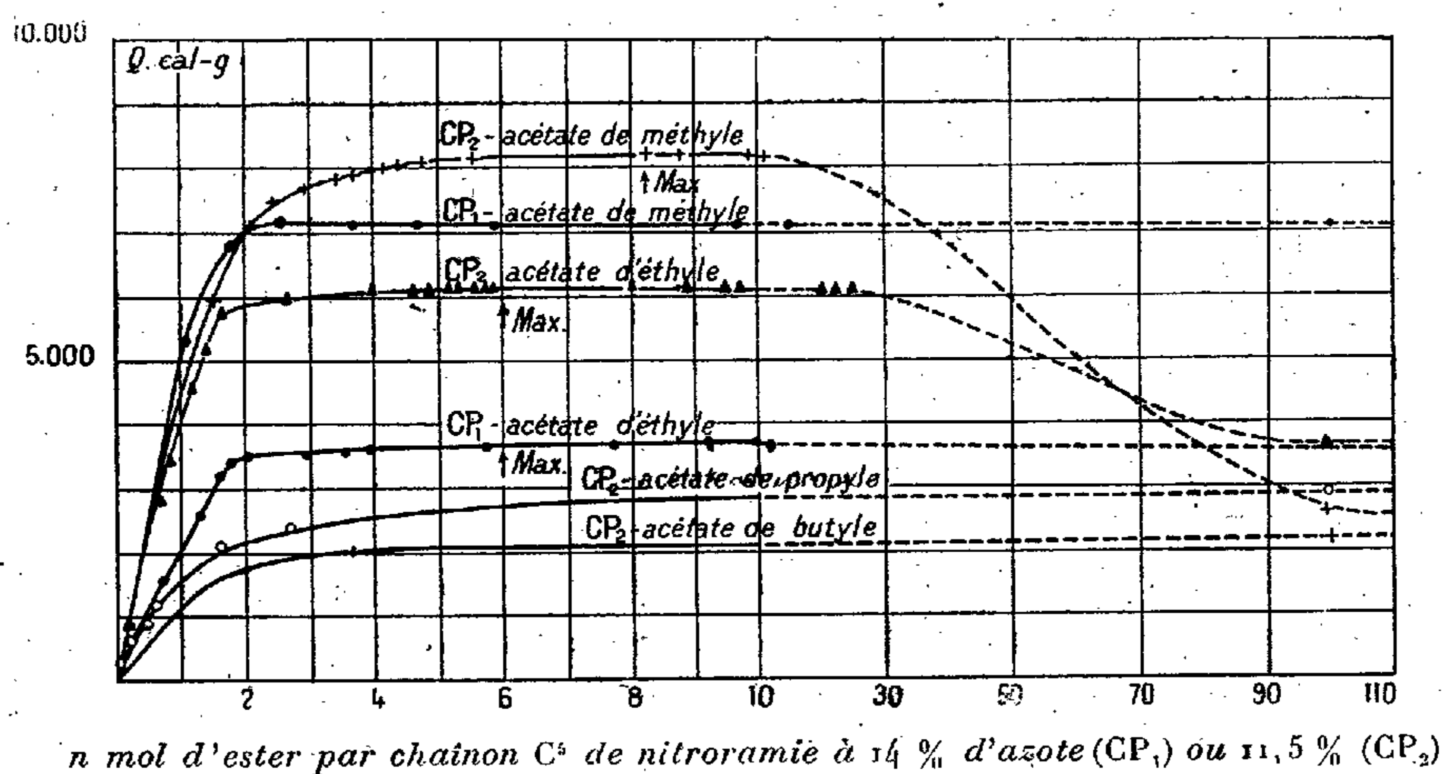
*Si l'on applique par exemple* 30000 volts/cm (*champ disruptif dans l'air à pression normale*), *on a la même courbure que dans un champ magnétique de* 100 gauss *seulement. C'est là, abstraction faite des difficultés qu'il y a à introduire un champ électrique dans une chambre de Wilson, le point principal qui rend si difficile l'application du spectrographe de masse à la mesure des masses des particules très rapides : la courbure dans les champs électriques les plus élevés que l'on sache produire est très faible.*

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude calorimétrique de la gélatinisation des nitrocelluloses par les esters acétiques.* Note de M. **Édouard Calvet**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Nous avons pu mesurer directement, au microcalorimètre à compensation de A. Tian, les quantités de chaleur Q dégagées par la fixation de *n* molécules d'esters acétiques (liquides) par chaînon $C^6$ de nitrocellulose. La méthode employée a été analogue à celle que nous avions déjà mise en œuvre dans nos précédentes études sur la gélatinisation des nitrocelluloses par l'acétone (1) ou le nitrate de méthyle (2).

Nous avons employé des nitroramies à 14 % d'azote ($CP_1$) et à 11,5 % d'azote ($CP_2$) avec les acétates de méthyle et d'éthyle comme gélatinisant, et des nitroramies à 11,5 % d'azote avec les acétates de propyle et de butyle normal.

Le graphique suivant donne l'ensemble des résultats obtenus [$Q = f(n)$].




*n mol d'ester par chaînon* $C^6$ *de nitroramie à 14 % d'azote* ($CP_1$) *ou* 11,5 % ($CP_2$)

*Indications fournies par les courbes* $Q = f(n)$. — *a*. La pente à l'origine diminue quand la longueur de la chaîne carbonée augmente; $dQ/dn = 5300$ cal-g pour l'acétate de méthyle; 5000 cal-g pour l'acétate d'éthyle; 2900 cal-g pour l'acétate de propyle; 1000 cal-g pour l'acétate de butyle.

*b*. Pour *n* compris entre 1,5 et 2, il y a un brusque changement de pente des courbes $Q = f(n)$, quel que soit le degré de nitration et quel que soit le gélatinisant.

*c*. Aucune des courbes ne présente un maximum net, mais cependant

(1) E. Calvet, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 542; **213**, 1942, p. 126; **214**, 1942, pp. 716 et 767; *Ann. Fac. Sciences de Marseille*, 2e série, **15**, 1, 1941; *ibid.*, **16**, 1, 1942.

(2) Jeanne Coutelle et E. Calvet, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 138.

celui-ci est d'autant plus marqué que le poids moléculaire du gélatinisant est plus faible.

Il n'y a pas du tout de maximum dans le cas exceptionnel d'insolubilité de la trinitrocellulose et de l'acétate de méthyle. Ceci est comparable aux résultats obtenus avec la trinitrocellulose et le nitrate de méthyle ([2]).

On remarque que, pour un même gélatinisant, l'ordonnée maximum est plus faible pour les tri que pour les dinitrocelluloses.

*d.* Le refroidissement est très marqué à partir de $n > 10$ pour les acétates de méthyle et d'éthyle et la dinitrocellulose. Il est très faible pour l'acétate d'éthyle et la trinitro et pratiquement nul avec les acétates de propyle et de butyle normal.

Pour la trinitrocellulose et l'acétate de méthyle, la chaleur d'immersion ne dépend plus de la quantité d'ester au contact à partir de $n = 2,5$ environ.

*e.* Chaleurs de dissolution totales : elles sont toutes positives et de grandeur voisines.

On constate donc sur ces courbes l'influence du taux d'azote des nitrocelluloses et l'influence de la longueur de la chaîne du gélatinisant introduit.

On voit de plus un fait qui nous semble très important : Les courbes tracées permettent de différencier nettement les cas de solubilité et les cas où les fibres ne peuvent pas être dispersées. Dans les derniers cas *les courbes de dégagement de chaleur restent en palier.*

Les résultats, dans leur ensemble, sont en accord avec ceux qui ont été obtenus au cours d'études sur la gélatinisation faites par M. Mathieu et M^lle^ Petitpas ([3]). La valeur particulière $n = 2$, pour laquelle se produit le brusque changement de pente, n'avait jamais été observée.

L'interprétation complète de ces résultats n'est pas possible actuellement.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transpositions moléculaires en série hydronaphtalénique.* Note de MM. **Max Mousseron** et **Robert Granger**, présentée par M. Marcel Delépine.

I. *Transposition des (époxy-2.2$_1$ méthyl)-2 décahydronaphtalènes.* — La *trans*-décalone-2, résultant de l'oxydation chromique du *trans*-décalol-2 (F 75°), réagit en milieu benzénique et en présence de zinc avec le bromacétate d'éthyle en conduisant au décahydronaphtol-2 (éthyloate-d'éthyle)-2 : $É_{22}$ 179°; $d_{26}$ 1,027; $n_D^{25}$ 1,4806. Celui-ci, saponifié, donne le décahydronaphtol-2 éthyloïque-2 F 111-112°, ainsi qu'une très faible quantité d'un autre acide non identifié F 60-61°, plus soluble dans le benzène.

De la décomposition thermique de l'acide F 111-112°, réalisée sous pression

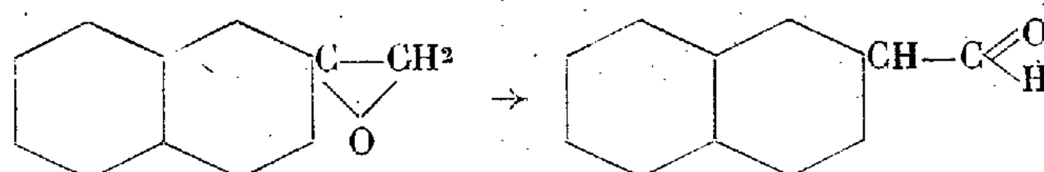
([3]) M^lle^ Th. Petitpas, *Thèse*, Paris, 1943.

réduite et en présence de faibles quantités de $Cl^2Zn$, résulte un mélange de deux carbures qui ont été parfaitement séparés par distillation fractionnée très poussée. L'un, abondant, est le méthène-2 décahydronaphtalène : $É_{760}$ 200-201°, $d_{25}$ 0,8822; $n_D^{25}$ 1,48415, spectre Raman : raie forte 1654 cm$^{-1}$; ce carbure, déjà obtenu par Tudor et Vogel [1] dans la décomposition du *trans* décahydronaphtalène-diéthyloïque-2.2 de Rao [2], donne, après ozonisation, la *trans* décalone-2 (semicarbazone F 195°). L'autre, n'existant qu'en quantité réduite, est le méthyl-2 octahydronaphtalène : $É_{760}$ 203-204°; $d_{25}$ 0,8858; $n_D^{25}$ 1,48329; spectre Raman : raie forte 1672 cm$^{-1}$; ce carbure, également signalé [3], nous l'avons identifié avec celui qui prend naissance dans la déshydratation du méthyl-2 décahydronaphtol-2.

L'oxydation perbenzoïque du premier de ces carbures conduit à un mélange des deux (époxy-2.2$_1$ méthyl)-2 décahydronaphtalènes : $É_{10}$ 124°; $d_{25}$ 0,997; $n_D^{25}$ 1,4835.

Le pont oxydique est extrêmement stable; il ne s'ouvre pas par chauffage prolongé à 150° en présence d'eau, et l'ammoniac à la même température ne s'y unit que faiblement; il ne se forme, en effet, qu'une quantité réduite d'aminométhyl-2 décahydronaphtol-2 F 90° (chlorhydrate F 255°) ou d'amine secondaire F 215-220° (déc.) suivant les conditions opératoires.

Par contre, chauffé en présence de $Cl^2Zn$, l'oxyde s'isomérise en méthylal-2 décahydronaphtalènes, chacun des époxydes se transformant en aldéhyde correspondant à sa structure




Cette réaction est comparable à l'isomérisation de l'(époxy-1.1$_1$ méthyl)-1 cyclohexane [4].

L'un de ces aldéhydes (semicarbazone F 191°) existe en forte quantité; nous l'avons préparé également par action de l'orthoformiate d'éthyle sur le magnésien du chloro-2 décahydronaphtalène issu de l'action de $PCl^5$ sur le *trans*-décalol-2 F 75°. L'autre (semicarbazone F 178°) moins abondant, décrit par Darzens et Leroux [5], se forme lorsqu'on met en jeu le chloro-2 décahydronaphtalène provenant de l'action de ClH sur le même alcool.

II. *Déshalogénation de la* trans-*chloro*-3 *décalone*-2. — Décrite par Lehmann

---

(1) *J. Chem. Soc. London*, 1934, p. 1252.

(2) *Ibid.*, 1929, p. 1954.

(3) L. Ruzicka, D. R. Koolhaas et H. Wind, *Helv. Chim. Acta*, 14, 1931, p. 1163; R. P. Linstead, A. F. Millidge, S. L. S. Thomas et A. L. Walpole, *J. Chem. Soc. London*, 1937, p. 1151.

(4) M. Tiffeneau, P. Weill et Mlle Tchoubar, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 54.

(5) *Comptes rendus*, 154, 1912, p. 1812.

et Krätschell ([6]), elle est préparée par la méthode de Kötz et Steinhorst. De la réaction vive qu'elle donne avec le méthylate de sodium, prennent naissance, d'une part l'octahydrindène carboxyméthyle-2 (Rdt 20 %) : $\acute{E}_{20}$ 133°; $d_{25}$ 1,030; $n_D^{25}$ 1,4704; d'autre part, une substance (Rdt 80 %) : $\acute{E}_{20}$ 160°; $d_{25}$ 1,065; $n_D^{25}$ 1,4834, paraissant être analogue aux substances que l'on observe au cours de la déshalogénation des chloro-2 cyclohexanones.

L'ester méthylique permet d'obtenir l'acide octahydrindène carboxylique-2 : $\acute{E}_{20}$ 170°; $d_{25}$ 1,079; $n_D^{25}$ 1,4980, le chlorocarbonyl-2 octahydrindène : $\acute{E}_{20}$ 128-130°; $d_{25}$ 1,103; $n_D^{25}$ 1,4921, le méthylol-2 octahydrindène : $\acute{E}_{20}$ 141°; $d_{25}$ 0,975; $n_D^{25}$ 1,4837 et le méthylal-2 octahydrindène : $d_{25}$ 0,984; $n_D^{25}$ 1,4733.

Le fractionnement d'amides dérivées de l'acide et de la phényluréthane de l'alcool établit que les substances ci-dessus décrites sont constituées chacune par un mélange des deux stéréoisomères, dans lequel l'un cependant prédomine considérablement : octahydrindène-carbonamide F 146°; N-phényl octahydrindène-carbonamide F 116°; phényluréthane F 100-101°.

Enfin, comparativement à ces régressions, a été réalisée la déshalogénation du chloro-3 décahydronaphtol-2 par chauffage en milieu hydro-alcoolique en présence de 5 % de ClH selon une méthode déjà indiquée ([7]); elle ne permet d'isoler que le *trans* dihydroxy-2.3 décahydronaphtalène F 141°, signalé par Leroux ([8]).

TECTONIQUE. — *Sur les dislocations du Trias au Nord du dôme de Barrot.* Note de M. **Pierre Bordet**, présentée par M. Charles Jacob.

Jusqu'ici ([1]) on admettait que la série secondaire entourant le dôme permien de Barrot était affectée de plis poussés vers l'extérieur, et notamment, dans la bordure septentrionale du massif, vers l'W et vers le NE.

Des observations effectuées entre la Cime de Barrot et les régions de Guillaumes et de Beuil me conduisent à une conception différente ([2]).

Le Permien et le Werfénien, qui en est tectoniquement solidaire quoique stratigraphiquement un peu discordant, sont ployés en un grand dôme à plongement périclinal tout à fait régulier. Au-dessus repose un complexe formé d'une alternance de cargneules, de dolomies et de calcaires, et qui comprend vraisemblablement le Muschelkalk et le Keuper; ce complexe paraît épais d'un millier de mètres au Sud de Valberg. Mais en réalité la série stratigraphique

---

([6]) *Ber. d. chem. Ges.*, 67, 1934, p. 1867.

([7]) M. Godchot, M. Mousseron et R. Granger, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 748.

([8]) *Thèse*, Paris, 1910, p. 45.

([1]) L. Bertrand, *Bull. Serv. Carte géol. de France*, n° 50, 1897-98.

([2]) Les indications topographiques fournies dans cette Note se retrouveront sur les deux plans directeurs au 1/20000, Feuilles de Puget-Théniers n$^{os}$ 1 et 2.

ne dépasse pas 150 à 200$^{m}$ dans la Cime de Pra : cette grande puissance apparente résulte de plis régulièrement déversés vers le SW, c'est-à-dire vers le dôme permien. Plusieurs sont inclinés à 45°; l'un d'eux est même couché jusqu'à l'horizontale.

La série médiotriasique débute par un niveau de cargneules, dans lequel s'est produit le décollement qui la sépare du Werfénien. Lorsque ces cargneules inférieures apparaissent pincées dans le cœur de plis anticlinaux, on les reconnaît à ce qu'elles contiennent, entre autres, des fragments arrachés au Werfénien.

Un deuxième niveau de cargneules, plus important, est situé à la partie supérieure de la série triasique; il a, de son côté, provoqué une forte disharmonie de plissement entre le Trias et le Jurassique qui le surmontait. Ces cargneules se reconnaissent à ce qu'elles contiennent de nombreux fragments arrachés au Lias et quelquefois même au Dogger.

Sur le front de 8$^{km}$ qui s'étend du hameau d'Amen à celui de Laune, j'ai observé six plis déversés ou couchés, disposés plus ou moins en coulisse et affectés d'un notable abaissement d'axe vers le NW; les quatre plus importants sont situés entre le Collet d'Aiguilles et le ravin de la Clalandre. Ils sont répartis en deux ensembles :

Au SW, au-dessus du Permien et du Werfénien non plissés, viennent d'abord deux plis inférieurs : le premier constitue les escarpements des cimes de Pra et de Courbaissa.

Le flanc renversé du second forme la crête Courbaissa. Les charnières anticlinales ont été détruites en grande partie par l'érosion, mais la charnière synclinale du pli de Pra est très visible au-dessus du Lavigné. Les différentes assises sont disposées en série à peu près isoclinale pendant de 30 à 45° au NE.

Ce premier groupe de plis est séparé du second par une large zone synclinale qui correspond au Col du Raton et aux bassins supérieurs des torrents de Barzès et du Raton. Divers paquets de Lias y marquent sans doute la position de replis synclinaux secondaires.

Le second groupe de plis correspond aux sommets d'Eguilles, de la Drécia de Forcia et du Raton. Le pli inférieur apparaît dans le versant SW des cimes d'Eguilles et du Raton. A peine dissymétrique dans la première, il est complètement déversé dans la seconde. L'anticlinal supérieur, qui constitue la Drécia de Forcia, est couché jusqu'à l'horizontale qu'il dépasse même localement. Son front s'appuie contre le dos du pli du Raton. Sa racine passe 1$^{km}$ plus au NE, vers Pra Bataglier et Margioulins.

Vers le NW, le déversement des accidents diminue et aboutit, dans la région de Guillaumes, à un dispositif en plis droits très serrés. Vers le SE, le régime des plis déversés se poursuit jusque dans les massifs situés à l'E du Cians.

Ces observations seront étendues ultérieurement, mais d'ores et déjà deux importants faits nouveaux en découlent :

d'une part dans toute cette région, la poussée tectonique s'est effectuée du NE au SW, vers le dôme de Barrot;

d'autre part la série du Trias supérieur, reployée sur elle-même en plis déversés et couchés, est tectoniquement indépendante de la série permienne-werfénienne subordonnée, qui n'est que légèrement arquée, et de la série jurassique superposée, qui n'a suivi que très imparfaitement la tectonique triasique.

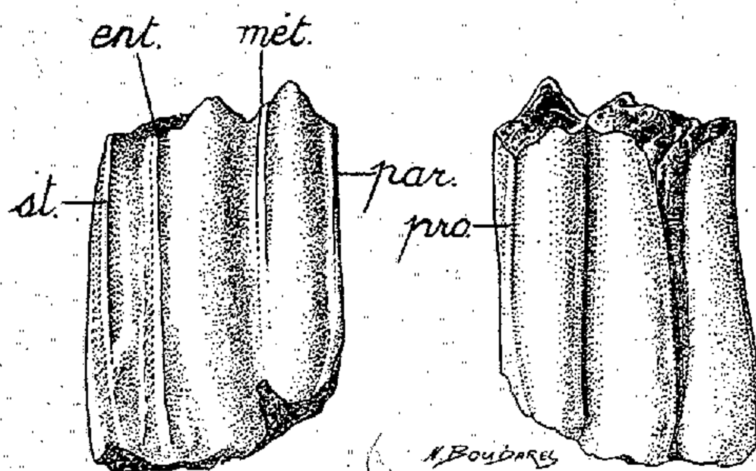
PALÉONTOLOGIE. — *Faciès géographiques des Antilopes du groupe Némorhédien, et affinités de l'espèce pléistocène de Sardaigne.* Note de M. **Georges Dehaut**, transmise par M. Louis Fage.

Parmi les Antilopes rupicaprines, les *Nemorhædus* et le *Myotragus* forment un groupe d'espèces véritablement naturel, où les noyaux osseux des cornes « se projettent en arrière, dit Andrews, presque dans le même plan que le front » (1).

Dans les *Nemorhædus* qui animent de nos jours les montagnes de l'Asie, et dans le *N. Philisi* du Pliocène d'Auvergne (2), orbite et base de la corne sont très rapprochées (*facies mandchourien*). Leur écart devient sensiblement plus large dans le *N. Melonii* du Pléistocène sarde, plus large encore dans le *Myotragus balaericus* de Majorque et Minorque, son voisin un peu aberrant et son contemporain (*facies méditerranéen*).

Entre ces deux facies, les dents mandibulaires offrent des caractères différentiels très nets dans leurs multiples détails de forme et de proportions.

Les prémolaires (homologiquement les 2e, 3e et 4e) sont larges et massives dans les *Nemorhædus* actuels de l'Asie (*N. bubalinus* par exemple). Or, sur une demi-mandibule




*Nemorhædus Melonii.* 3e arrière-molaire inférieure gauche, légèrement grossie (9/8). *par*, parastylide; *mét*, métastylide; *ent*, entostylide; *st*, stylide interne du 3e lobe; *pro*, protostylide. Brèche osseuse du cap Figari. (Collection du Muséum.)

droite de *N. Melonii* trouvée en 1912 au Cap Figari, et qui vient d'être déposée dans la

(1) L'*Hemitragus Bonali*, pléistocène de la Dordogne que MM. Harlé et Stehlin regardent comme très voisin des *Nemorhædus* aujourd'hui existants, en différait par ses cornes, inclinées en arrière, dès leur base, par rapport au plan du front.

(2) Schaub, *Nemorhædus Philisi*, 1922.

collection de Paléontologie du Muséum, les prémolaires 2, 3 et 4 existent bien, mais leurs dimensions, par rapport aux arrière-molaires, sont beaucoup plus faibles que dans les *Nemorhædus* actuels. La diminution des prémolaires est encore plus marquée dans le *Myotragus*, où Miss Bate a constaté qu'il n'en reste qu'une seule, la 4ᵉ : réduction numérique assez inattendue chez un Ruminant, et qui fait penser aux Rongeurs.

Prémolaires et arrière-molaires, plus hypsodontes dans le *N. Melonii* que dans le *N. Philisi* et les espèces vivantes du facies mandchourien, le deviennent à l'excès dans le *Myotragus*. Déjà en 1928, Miss Bate distinguait génériquement, au moyen de ce caractère, l'animal du Cap Figari et celui des Baléares.

A chacune des arrière-molaires des *Nemorhædus* de type mandchourien, le métastylide forme, en arrière du denticule antéro-interne, une arête verticale saillante. Dans le *N. Melonii*, on ne voit de métastylide qu'à la dernière, où son relief est très faible. Dans le *Myotragus*, ce n'est plus qu'une crête surbaissée, à peine perceptible.

Voilà toute une série de traits qui permettent d'opposer, aux *Nemorhædus* asiatiques, notre *N. Melonii* et le *Myotragus*. La distance de l'orbite à la base de la corne, plus grande dans le *N. Melonii* que dans ceux de l'Asie orientale et de l'Inde, devient plus grande encore dans le *Myotragus*. La diminution des prémolaires, celle du métastylide des arrière-molaires, l'hypsodontie des unes et des autres s'accentuent, de même, de l'Est à l'Ouest.

Un même *faciès méditerranéen* rapproche *N. Nelonii* et *Myotragus* (3). Toutefois la persistance des prémolaires inférieures 2 et 3 distingue l'Antilope comme espèce, et même génériquement, du *Myotragus* (4).

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Gentianacées. Développement de l'embryon chez le* Menyanthes trifoliata *L.* Note (1) de M. **René Souèges**, présentée par M. Pierre-Augustin Dangeard.

Dans un résumé général des caractères embryologiques des Contortées, K. Schnarf (2) émet l'idée que cette alliance embrasserait probablement des familles d'origine différente. Les données que vient de m'apporter l'étude du développement de l'embryon du *Menyanthes trifoliata*, s'ajoutant aux obser-

---

(3) Il n'y a pas de fosse lacrymale dans le *Myotragus*. Il n'y en a pas non plus dans le *N. Melonii*. Mais ce trait de physionomie, commun aux deux espèces méditerranéennes, ne les oppose pas d'une manière rigoureuse aux *Nemorhædus* de facies mandchourien : ceux-ci ont quelquefois, non toujours, des larmiers.

(4) Les incisives du *N. Melonii* sont inconnues. M. Arambourg m'a cependant fait remarquer que la partie symphysaire de notre demi-mandibule est trop grêle pour permettre l'hypothèse d'incisives à croissance continue, comme celles qui ont valu son nom au *Myotragus*.

(1) Séance du 3 novembre 1943.

(2) *Vergl. Embryologie der Angiospermen.*, Berlin, 1931, p. 202.

vations dont les Buddléiacées ([3]) et les Asclépiadacées ([4]) ont déjà fait l'objet, permettent de considérer comme pleinement justifiée l'opinion du savant embryologiste de Vienne.

Les figures 1 à 4, puis 5, 6, 7, 9 et 10, montrent comment s'édifie la tétrade et, aux dépens de celle-ci, un proembryon octocellulaire comportant, au sommet, 4 quadrants disposés dans un plan horizontal autour de l'axe. Par bipartitions des 8 éléments de cette

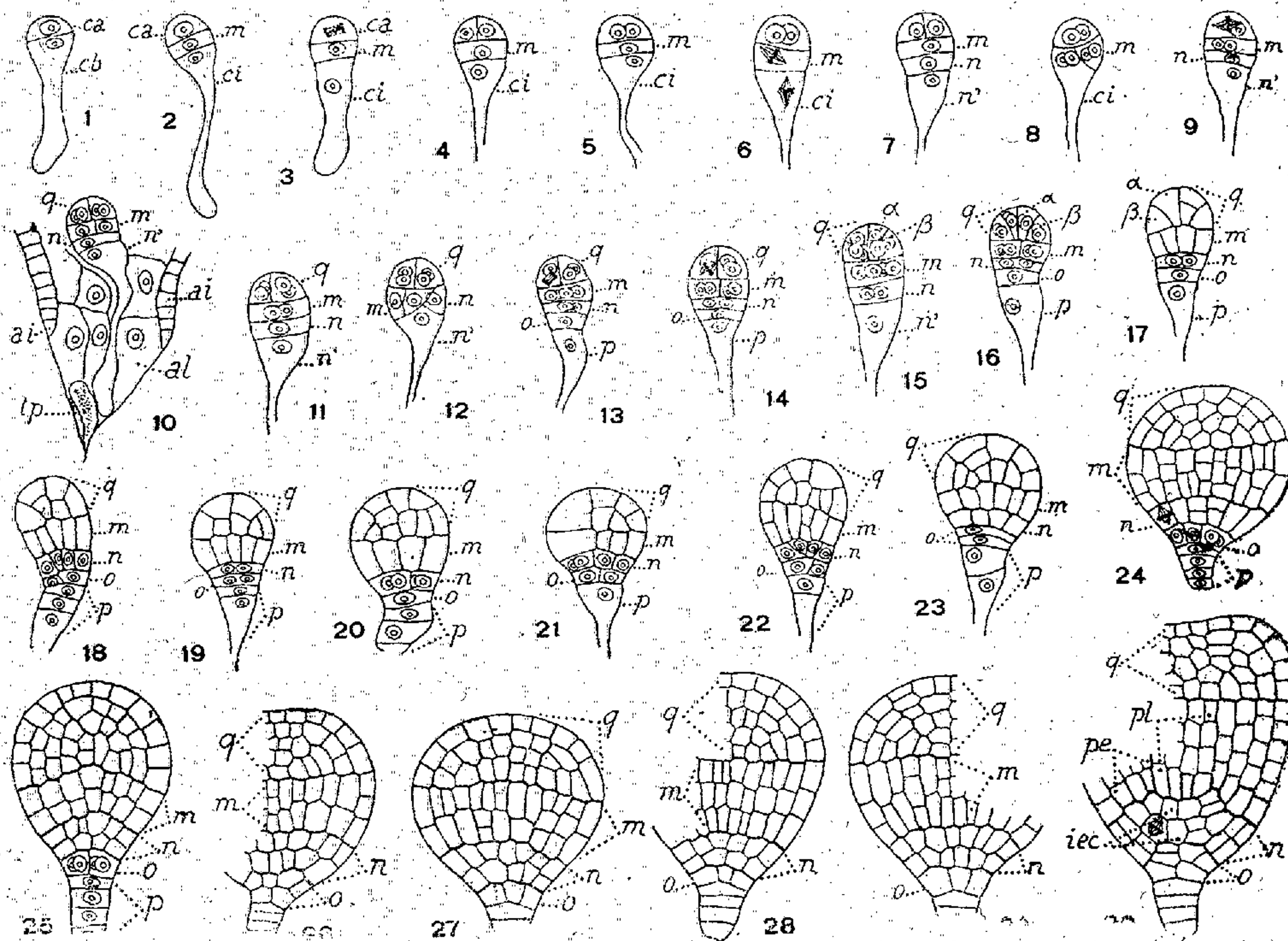


Fig. 1 à 30. — *Menyanthes trifoliata* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *m*, cellule intermédiaire, et *ci*, cellule inférieure de la tétrade en T; *al*, albumen; *tp*, restes du tube pollinique; *ai*, assise interne du tégument séminal; *q*, quadrants ou partie cotylée *sensu lato*; α et β, cellules-filles du quadrant; *n* et *n'*, cellules-filles de *ci*; *o*, cellule-fille supérieure de *n'* ou portion centrale de la coiffe; *p*, cellule-fille inférieure de *n'* ou suspenseur *sensu stricto*; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce de la racine. G. = 150.

forme octocellulaire se constitue un proembryon à 16 cellules (*fig.* 16) tout à fait semblable à celui qui s'observe dans le type embryonomique des Composées. En général les cellules-quadrants se divisent par des cloisons obliques, anticlines, prenant insertion sur la membrane périphérique et venant tomber, au voisinage de l'axe, sur la paroi horizontale inférieure. Il apparaît ainsi deux éléments, l'un, α, de section quadrilatère, adjacent à l'axe, l'autre β, de section triangulaire, périphérique (*fig.* 15 à 17). Parfois les divisions dans les quadrants sont nettement transversales, séparant deux éléments superposés comparables à des octants (*fig.* 15 à g.).

---

([3]) R. Souèges, *Comptes rendus*, **211**, 1940, p. 139.

([4]) L. Guignard, *Mém. Acad. des Sc.*, 2e série, **57**, 1922, p. 1; E. Francini, *Nuovo Giorn. bot. ital.*, N. S., **34**, 1927, pp. 387 et 403.

Le proembryon à 16 cellules se partage en 5 étages : *q*, *m*, *n*, *o* et *p* (*fig.* 16). L'étage *q* correspond à la partie cotylée; l'étage *m* donne naissance à la partie hypocotylée; aux dépens de *n* se différencient les initiales de l'écorce de la racine et des cellules périphériques de la coiffe (*fig.* 30); aux dépens de *o* s'édifie la région médiane de la coiffe; enfin *p* engendre un court suspenseur, écrasé latéralement dans sa partie proximale par les cellules voisines de l'albumen. Les processus des divisions dans ces 5 étages sont très étroitement comparables à ceux qui ont déjà été décrits au sujet des Composées, de l'*Urtica pilulifera*, du *Malva rotundifolia* [4].

Chez le *Menyanthes trifoliata* toutefois, le mode de séparation des histogènes paraît moins net et plus tardif. Il se différencie normalement, aux dépens de l'étage *n* (*fig.* 24 à 30), deux tétrades superposées d'initiales de l'écorce de la racine, la tétrade inférieure présidant à la construction de la couche la plus extérieure du périblème, la tétrade supérieure donnant naissance aux couches internes. J. Eriksson [5] et Ch. Flahault [6], dès 1878, ont signalé la présence de ces deux assises d'initiales dans les jeunes racines de la plante en voie de croissance. Parfois, à partir des stades qui correspondent à la naissance des cotylédons, on ne peut distinguer qu'une seule assise d'initiales d'écorce, soit qu'il ne se produise effectivement qu'une seule assise, les éléments centraux de l'étage *n* ne subissant pas de cloisonnement transversal, soit que l'une, l'inférieure, de ces deux assises donne les initiales de l'écorce, l'autre, la supérieure, les initiales du cylindre central.

Au cours de son développement, l'embryon du *M. trifoliata* offre d'autres irrégularités. En 8 et 12, on remarquera que la cellule basale, *ch*, a pris une cloison oblique et n'a nullement produit deux cellules superposées; il en résulte un certain trouble dans l'organisation de toute la région hypocotylée qui n'apparaît pas partagée en étages distincts. En 23, l'élément *o* s'est cloisonné transversalement et sa cellule-fille supérieure peut seule, dans ce cas, donner naissance au primordium de la coiffe. Enfin, étant données les directions variables de la première cloison dans les quadrants une dyssymétrie plus ou moins marquée et même une certaine confusion cellulaire peut apparaître dans la partie cotylée.

C'est au type embryonomique du *Senecio vulgaris* que l'embryon du *Menyanthes trifoliata* vient incontestablement se rattacher. Les blastomères des formes à 2, 4, 8 et 16 cellules ont, dans les deux cas, mêmes origines, mêmes dispositions et mêmes destinées. Les divergences ou irrégularités qui ont été relevées ont également été observées chez toutes les espèces qui s'apparentent au même type embryonomique. Rappelons que, parmi les Contortées, le *Cynanchum acutum* (Asclépiadacée), d'après Francini, appartiendrait au type des Solanacées, tandis que le *Buddleia variabilis* se rapporte au type des Crucifères.

---

(4) R. Souèges, *Comptes rendus*, 171, 1920, pp. 257, 357, 1009; 175, 1922, p. 1435; *Bull. Soc. bot. Fr.*, 68, 1921, p. 172.

(5) *Jahrb. für wiss. Bot.*, 11, 1878, p. 380, pl. XIX.

(6) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 6e série, 6, 1878, p. 85.

A $15^h45^m$ l'Académie se forme en Comité secret.

## COMITÉ SECRET.

La Section de Mécanique, par l'organe de M. **Henri Villat** remplaçant le Doyen empêché, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par l'élection de M. *Louis de Broglie* aux fonctions de Secrétaire perpétuel :

| | |
|---|---|
| *En première ligne*.............. | M. **Ernest Vessiot**. |
| *En seconde ligne*, ex æquo *par ordre alphabétique*........... | MM. **Henri Béghin**.<br>**Alfred Liénard**.<br>**Charles Platrier**.<br>**Maurice Roy**.<br>**Jean Villey**. |

Les titres de ces candidats sont discutés.
L'élection aura lieu en la séance du 29 novembre.

La séance est levée à $17^h 40^m$.

L. B.

## *ERRATA.*

(Séance du 16 juin 1943.)

Note de M[lle] *Lucienne Lagarde*, Sur l'existence du bicarbonate de lithium

Page 811, ligne 3, *au lieu de* $[CO^2] = A.\lambda.P$, *lire* $[CO^2] = \lambda.P$;

ligne 8, *au lieu de* $\frac{[CO^3LiH]^2}{[CO^3Li^2].A.\lambda.P} = K_2$, *lire* $\frac{[CO^3LiH]^2}{[CO^3Li^2].A.P} = K_1$;

dans la première ligne du tableau, *au lieu de* o, *lire* o

Page 812, ligne 6, *au lieu de* elle est entachée, *lire* est entachée.



# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 22 NOVEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Seiitirô Ikeno**, Correspondant pour la Section de Botanique, survenu à Tokyo, le 4 octobre 1943.

*Notice sur la vie et les travaux de* Seiitirô Ikeno,
par M. **Louis Blaringhem.**

**Seiitirô Ikeno**, Professeur émérite de l'Université Impériale de Tokyo, Membre de l'Académie Impériale du Japon, Correspondant pour la Section de Botanique, est décédé le 4 octobre 1943. Né à Tokyo, le 13 mai 1866, élève, puis professeur d'Agriculture dans cette ville, il se consacra, en pleine force de l'âge, dans un pavillon dépourvu de tout confort et isolé dans un champ des environs, à des expériences sur le Riz, l'Orge, les Rhododendrons, les Saules, les plantes aberrantes ou panachées, publiant peu, mais toujours des résultats importants pour les progrès de la Génétique, dont il est le véritable fondateur.

En 1897, il publie en langue européenne ses découvertes relatives à la fécondation des *Cycas*; le tube pollinique en germant libère son contenu, deux anthérozoïdes énormes, visibles à l'œil nu, pourvus d'un gros noyau englobé dans un protoplasme peu abondant, mais orné d'une spirale de cils très actifs par leur déplacement dans l'eau. En 1895, S. Hirase, un modeste jardinier du Laboratoire de Koshikawa, avait noté la mobilité des anthérozoïdes du Ginkgo. Après vérification réciproque et minutieuse de ces faits, les deux savants japonais publièrent dans le même numéro du *Botanisches Centralblatt*, périodique de l'Association internationale des Botanistes, les résultats de leur étude, et ces mémoires renferment les preuves décisives des processus nucléaires de l'hérédité.

Weismann avait indiqué comme probable que le noyau, ou plutôt que les chromosomes, libérés à certaines phases de la division nucléaire, étaient les

organites porteurs des caractères spécifiques. Ed. Strasburger, Correspondant de l'Institut, avec notre Confrère regretté L. Guignard, et bien d'autres biologistes avertis, hésitaient à adopter ce point de vue. M. Guignard m'a dit bien souvent que les publications de Hirase et de Ikeno l'avaient convaincu, car *ces savants avaient vu* presque *à la loupe et sur le vivant* les anthérozoïdes mobiles des Cycas et du Ginkgo se débarrasser de leur couronne de cils et de leur support cytoplasmique avant la rencontre et la fusion lente des noyaux mâle et femelle dont le résultat est le noyau de l'œuf, noyau végétatif, départ d'une génération nouvelle. Et cette démonstration complétait heureusement les découvertes de Strasburger et de Guignard relatives à la fixité du nombre des chromosomes et au processus, général dans les deux règnes, de la réduction chromatique des cellules sexuées.

Il y avait bien identité dans la formation de l'œuf chez les animaux et chez les végétaux, identité dans les processus nucléaires de l'hérédité. Mais pourquoi le tube pollinique introduisait-il deux noyaux sexuels égaux dans le sac embryonnaire des plantes à fleurs? Deux ans plus tard (1899), le savant russe S. Nawaschin et L. Guignard démontraient la double fécondation chez le Lis Martagon, puis chez toutes les Phanérogames, alors que la fécondation est simple chez les Gymnospermes, qui doivent être classés dans les Cryptogames, car ils n'ont pas d'albumen, embryon mort-né, frère jumeau du véritable embryon. Ces démonstrations cytologiques furent complétées la même année par Hugo de Vries découvrant la Xénie chez le Maïs, dont les résultats immédiats présentés à notre Académie, le 26 mars 1900, traduisent la loi de disjonction des hybrides, complément et généralisation des règles numériques de Mendel, point de départ de toutes les études récentes sur l'hérédité. La Génétique était née.

Seiitirô Ikeno s'adonna complètement à cette science. Toutes les communications faites par lui à la Société Impériale de Botanique de Tokyo sont résumées en français par l'auteur, qui a visité notre pays et pratiqué notre langue, dont il appréciait la clarté. Elles concernent entre autres l'hérédité des fruits du Piment (*Capsicum annuum*), de la couleur des fleurs du Pourpier (*Portulaca grandiflora*), des barbes des Orges à six rangs (*Hordeum hexastichum*), celle-ci liée aux sexes. En mendélien averti, il annonce une série de cas où les règles numériques ne sont pas applicables; les dispositions arquées ou dressées des fruits du Piment, les Orges à barbes intermédiaires sont fixées, sans retour immédiat ou tardif aux parents; les panachures, les feuilles bullées ou tordues des Plantains, dont il suit le croisement de deux espèces, les hybrides de Saules sont autant de modes qui se rapprochent des mutations observées par H. de Vries dans les descendances de l'*Œnothera Lamarckiana*. *Les hybrides de Rhododendron* (1923), *l'Hérédité chez le Riz* (1927) sont des publications qui résument les épreuves de plusieurs décades et toujours inspirées par le même génie précurseur.

Avec une grande indépendance de pensée et d'action, Seiitirô Ikeno s'est efforcé de rendre praticable aux Européens la lecture des mémoires et des découvertes des savants japonais et chinois. Il a consacré ses rares loisirs et ses ressources personnelles à faire imprimer les textes scientifiques japonais en caractères latins (*Rigaku*). Par là il invite ses collègues, ses élèves à donner les résultats acquis sans passer par l'intermédiaire d'un traducteur, et il espère que les chercheurs européens y trouveront grand profit, surtout dans le domaine de l'horticulture. J'ai pu lire plusieurs chapitres du Traité *Syokubutu-Keitogaku*, Manuel des plantes exposées selon le Système phylogénétique, dont la première édition date de 1906, la sixième de 1930. Le Manuel de Génétique (*Zikken Idengaku*), dont je possède la quatrième édition (1927), peut être mis avantageusement en parallèle avec nos meilleurs traités sur le même sujet; il donne en plus une très haute idée de l'indépendance et de la personnalité critique du savant. Tout en conservant intactes des traditions d'enseignement millénaires au Japon, Seiitirô Ikeno s'efforça de répandre les notions modernes de la Biologie générale chez ses auditeurs, jardiniers et paysans japonais, grands experts dans la production des variétés nouvelles. La modestie, le sens de la mesure, une longue et laborieuse retraite de botaniste philosophe sont les qualités et les circonstances qui dominent la vie et l'œuvre du génial fondateur de la Génétique moderne.

## PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Malacologie du Muséum National d'Histoire naturelle, pour la première ligne, M. *Édouard Fischer* obtient 25 suffrages contre 15 à M. *Robert Dollfus* et 4 à M. *Gilbert Ranson*.

Pour la seconde ligne, M. *Gilbert Ranson* obtient 21 suffrages, M. *Robert Dollfus*, 18; il y a 3 bulletins blancs.

La majorité absolue n'étant pas atteinte, il est procédé à un deuxième tour de scrutin, qui donne 24 suffrages à M. *Robert Dollfus* contre 16 à M. *Gilbert Ranson*; il y a 1 bulletin blanc.

En conséquence, la liste présentée à M. le MINISTRE SECRÉTAIRE D'ÉTAT A L'ÉDUCATION NATIONALE comprendra :

*En première ligne*.............. M. ÉDOUARD FISCHER.
*En seconde ligne*.............. M. ROBERT DOLLFUS.

## CORRESPONDANCE.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une application d'un principe d'extremum à certaines questions d'arithmétique.* Note de M. **André Roussel**, présentée par M. Élie Cartan.

Soit $p$ un entier; pour que $p$ soit premier il faut et il suffit que, $x$ variant dans l'intervalle $(2, p-1)$, le maximum M de la fonction

$$\cos^2 \pi x \cos^2 \frac{\pi p}{x} \tag{1}$$

soit inférieur à 1. Une étude plus approfondie montre que la condition précédente peut se remplacer par

$$M < 1 - \frac{1}{p^6}. \tag{2}$$

Or on sait que, d'après le théorème de Riesz, l'expression

$$I_m = \left\{ \int_a^b [f(x)]^m \, dx \right\}^{\frac{1}{m}}$$

tend vers le maximum de la fonction $f$ (supposée positive) dans $(a, b)$. En s'inspirant de cette proposition et en remplaçant dans I la fonction $f$ par (1), $(a, b)$ par $(2, p-1)$, on montre qu'en prenant

$$m \geqq 4p^6 \operatorname{Log}(8p^7), \tag{3}$$

on a, si $p$ est premier [M vérifiant alors (2)],

$$I_m < 1 - \frac{1}{2p^6},$$

et, si $p$ est composé $(M = 1)$,

$$I_m > 1 - \frac{1}{2p^6}.$$

*Donc, pour que p entier soit premier, il faut et il suffit que*

$$\int_2^{p-1} \cos^{2m} \pi x \cos^{2m} \frac{\pi p}{x} \, dx < \left(1 - \frac{1}{2p_6}\right)^m,$$

*m désignant une fonction quelconque de p satisfaisant à* (3).

On peut simplifier cet énoncé si l'on considère seulement les entiers inférieurs à un même nombre N, d'ailleurs quelconque. On montre alors que, *pour que* $p <$ N *soit premier, il faut et il suffit que*

$$\int_2^{p-1} \cos^{2m} \pi x \cos^{2m} \frac{\pi p}{x} \, dx < \left(1 - \frac{1}{2N^6}\right)^m,$$

$m$ étant un nombre tel que

$$m \geqq 4 N^6 \operatorname{Log}(8N^7).$$

L'intérêt de ce nouvel énoncé est que $p$ y figure d'une façon plus simple que dans le premier.

La même idée permet de traduire analytiquement de façon assez simple le fait que des nombres sont premiers entre eux. Soient $n$ entiers $r_1, r_2, \ldots, r_n$ que, pour simplifier, nous supposerons tous inférieurs à un nombre N, d'ailleurs arbitraire.

Pour que $r_1, r_2, \ldots, r_n$ soient premiers entre eux dans leur ensemble, il faut et il suffit que le maximum de

$$\cos^2 \pi x \cos^2 \frac{\pi r_1}{x} \cos^2 \frac{\pi r_2}{x} \ldots \cos^2 \frac{\pi r_n}{n} \qquad (2 \leqq x \leqq N)$$

soit inférieur à un. En appliquant la même méthode inspirée du théorème cité, on aboutit à la proposition suivante :

*Pour que n entiers $r_1, \ldots, r_n$, inférieurs à un même nombre* N, *soient premiers entre eux dans leur ensemble, il faut et il suffit que l'on ait*

$$\int_2^N \cos^{2m} \pi x \cos^{2m} \frac{\pi r_1}{x} \cos^{2m} \frac{\pi r_2}{x} \ldots \cos^{2m} \frac{\pi r_n}{x} \, dx < \left(1 - \frac{1}{2N^6}\right)^m,$$

*où m désigne un nombre quelconque tel que*

$$m \geqq \frac{1}{2^4}(n+1)^6 N^6 \operatorname{Log} \frac{(n+1)^7 N^7}{2^4}.$$

L'idée qui est à la base de ce travail, et qui consiste à caractériser les nombres entiers par leur propriété de réaliser pour $\cos^2 \pi u$ un extremum égal à 1, est susceptible d'autres applications en arithmétique.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Effets thermiques qui accompagnent le déplacement rapide d'un solide dans un fluide.* Note de M. **Edmond Brun**, présentée par M. Henri Villat.

Par suite du travail des forces de viscosité à l'intérieur de la couche limite, il existe une différence de température permanente $T_M - T_{M'}$, entre le point M de la paroi du solide et le point M′ situé à la frontière de la couche limite et du fluide libre, sur la normale à la paroi au point M.

1. Dans le cas d'une plaque plane placée parallèlement à la vitesse dans un courant fluide de vitesse uniforme, la température $T_{M'}$ est la même en tous les points du fluide libre : c'est la température du fluide au loin, $T_0$. La théorie et l'expérience montrent que la température $T_M$ est aussi la même en tous les

points de la paroi et que la différence $T_M - T_0$ est donnée par l'expression (1)

$$(1) \qquad T_M - T_0 = \frac{U_0^2}{2c_p} f\left(\frac{\mu c_p}{\lambda}\right).$$

Dans cette relation, $c_p$, $\mu$ et $\lambda$ représentent respectivement la chaleur spécifique du fluide (en unités mécaniques), son coefficient de viscosité, son coefficient de conductibilité thermique (en unités mécaniques); l'expression $\mu c_p/\lambda$ est un nombre sans dimensions (nombre de Prandtl), caractéristique du fluide et de ses conditions physiques moyennes. Dans le cas de l'air au voisinage des conditions ordinaires

$$T_M - T_0 = 4,2.10^{-4} U_0^2 \qquad (U_0 \text{ en m/s}).$$

2. Dans le cas d'un corps de forme quelconque, la mesure de la différence de température $T_M - T_{M'}$ est plus difficile.

*a*. D'une part la température $T_M$ dépend du point M′, puisque la vitesse, et par suite la pression varie le long du filet de fluide libre qui longe l'obstacle. Si l'on admet que les transformations dans le fluide libre sont isentropiques, il est cependant facile d'obtenir la valeur de la température au point M′ en mesurant la pression sur la paroi au point M.

*b*. D'autre part la température varie d'un point à l'autre de la paroi et, si l'on veut déterminer la température $T_M$ au point M, il convient d'isoler thermiquement du reste de la paroi un élément de surface entourant le point M. J'ai tâché de réaliser au mieux ces conditions expérimentales pour étudier la répartition de températures sur un cylindre circulaire et sur une aile d'avion (2).

3. Si, pour un corps de forme quelconque, la mesure de la différence de température $T_M - T_{M'}$ est difficile, le calcul de cette différence n'est pas encore irrésolu, les équations de la couche limite ne s'intégrant aisément que dans le cas de la couche plane. J'ai fait alors l'hypothèse (*loc. cit.*) très risquée que, la vitesse locale du fluide libre étant U au point M′, la différence de température $T_M - T_{M'}$ est donnée par la relation (1), dans laquelle $T_0$ est remplacé par $T_{M'}$, et $U_0^2$ par $U^2$ : c'est dire que cette différence est la même que celle qui existe entre les deux frontières de la couche limite d'une plaque plane léchée par un courant fluide de vitesse U. Les résultats expérimentaux obtenus sur le cylindre circulaire et l'aile d'avion ont vérifié le bien-fondé de cette approximation, tout au moins pour les zones où l'écoulement reste laminaire.

4. Un calcul récent (Eckert et Drewitz, *Luftfahrtforschung*, 20 juin 1942)

(1) Voir notamment E. Brun, *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 843. Cette expression concerne un écoulement laminaire et un nombre de Mach peu élevé. Cependant, même si l'écoulement est turbulent (Schirokow, *Techn. Phys. U.R.S.S.*, 3, 1936, p. 1020) et si le nombre de Mach s'approche de l'unité (Eckert et Drewitz, *Forschung*, **11**, xiii, 1942, p. 116), la relation donne encore un résultat grossièrement approché.

(2) E. Brun, *Publ. sc. et tech. du Min. de l'Air*, nos **63** et **119**.

vient d'asseoir sur des fondements plus solides l'approximation précédente. Falkner et Skan [3] ont étudié la couche limite dynamique autour d'un obstacle constitué par un dièdre d'angle $\varphi$ placé dans un courant fluide dont la vitesse au loin est parallèle au plan bissecteur. Utilisant ces premiers résultats, Eckert et Drewitz ont pu étudier le champ de températures qui s'établit dans la couche limite d'un tel obstacle, par suite du travail des forces de viscosité; ils trouvent ainsi que la différence de température permanente $T_M - T_{M'}$, peut s'écrire, en désignant par U la vitesse potentielle au point M',

$$(2)\qquad T_M - T_{M'} = \frac{U^2}{2c_p} f'\left(\frac{\mu c_p}{\lambda}, \varphi\right).$$

Le calcul montre que la *fonction f' ne subit jamais de fortes variations quand l'angle $\varphi$ varie :* elle diminue à peine de 5 % quand $\varphi$ passe d'une valeur nulle (plaque parallèle à la vitesse au loin) à la valeur 90° (plaque perpendiculaire à la vitesse au loin). L'approximation faite plus haut revient à négliger l'influence de l'angle $\varphi$ qui, de toute façon, reste faible.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Application de la transformée de Fourier à la résolution des problèmes de champ en électrotechnique.* Note de M. **François Raymond**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Nous exposons ci-après la résolution d'un problème de champ magnétique à l'aide de la transformée de Fourier. Il s'agit d'un problème plan-parallèle mettant en jeu des conducteurs cylindriques de longueur infinie.

Si la densité de courant peut se mettre sous la forme

$$(1)\qquad f(x, y) = a(x)\,b(y)$$

(l'axe $Oz$ étant parallèle aux génératrices du cylindre), ce qui se présente dans la pratique, les équations donnant le potentiel-vecteur P sont

$$(2)\qquad \begin{cases} \dfrac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 P}{\partial y^2} = 0 & \text{(en dehors du conducteur)}, \\ \dfrac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 P}{\partial y^2} = -4\pi a(x)\,b(y) & \text{(dans le conducteur)}. \end{cases}$$

Nous chercherons une solution de la forme (3) $P = f(x)g(y)$, nous montrerons qu'on la trouve aisément dans le cas où le contour C est rectangulaire et centré sur O, cas où les deux équations se confondent en une seule

$$(4)\qquad \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = -4\pi a(x)\Gamma(x)\,b(y)\Gamma(y),$$

où $\Gamma(x)$ et $\Gamma(y)$ sont les fonctions impulsives : ainsi $\Gamma(x)$ est égale à 1 dans l'intervalle $-X$ et $+X$ et nulle en dehors de cet intervalle et une définition analogue est valable pour $\Gamma(y)$.

---

(3) *Phil. Mag.*, 12, 1931, p. 865.

En remplaçant dans (4) P selon (3), on a

$$(5)\qquad \frac{f''}{f}+\frac{g''}{g}=-\frac{4\pi a(x)\Gamma(x)}{f(x)}\,\frac{b(y)\Gamma(y)}{g(y)}.$$

Le premier nombre devant être une constante, on peut écrire

$$(6)\qquad f(x)=-4\pi a(x)\Gamma(x),\qquad g(y)\lambda_1+g''=b(y)\Gamma(y),$$

$$(7)\qquad \frac{d^2f}{dx^2}-\lambda_1 f=0,\qquad \frac{d^2g}{dy^2}-\lambda_2 g=0;$$

les solutions de ces dernières équations sont de la forme

$$(8)\qquad f=\mathrm{M}\,e^{\sqrt{\lambda_1}x}+\mathrm{N}\,e^{-\sqrt{\lambda_1}x},\qquad g=\mathrm{C}\,e^{\sqrt{\lambda_2}y}+\mathrm{D}\,e^{-\sqrt{\lambda_2}y}.$$

Si $A(z)$ est la transformée de Fourier de $a(x)\Gamma(x)$, on a

$$(9)\qquad a(x)\Gamma(x)=\int_{-\infty}^{+\infty}A(z)\,e^{izx}\,dz,$$

et la solution du problème est la somme des solutions relatives à chaque élément de l'intégrale.

On a, d'après les premières relations de (6) et (7),

$$(10)\qquad \mathrm{M}=-4\pi A(z)\,dz,\qquad \mathrm{N}=0,\qquad \sqrt{\lambda_1}=iz,\qquad \text{soit } \lambda_1=-z^2.$$

A l'infini $P\to 0$, donc $g(y)$ est de la forme $\mathrm{D}\,e^{-\sqrt{\lambda_2}y}$ si $\sqrt{\lambda_2}$ étant une quantité réelle, $\sqrt{\lambda_2}>0$ et $y>0$; d'ailleurs la seconde équation (6) devient, $B(\omega)$ étant la transformée de Fourier de $b(y)\Gamma(y)$,

$$(11)\qquad g''-z^2g=\int_{-\infty}^{+\infty}B(\omega)\,e^{i\omega y}\,d\omega,\qquad \text{d'où}\qquad (12)\qquad g=-\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{B(\omega)\,e^{i\omega y}\,d\omega}{z^2+\omega^2}.$$

Finalement le potentiel vecteur est

$$(13)\qquad P=\int_{-\infty}^{+\infty}A(z)\,e^{izx}\,dz\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{B(\omega)\,e^{i\omega y}\,d\omega}{z^2+\omega^2}.$$

Un cas particulier de l'électrotechnique est $b(y)=1$; on a dès lors $B(\omega)=(2/\omega)\sin\omega Y$, et une intégration facile donne

$$(14)\qquad g=2\frac{\operatorname{sh} zY}{z}\,e^{zy}\quad (^1).$$

Si Y est infiniment petit, la solution (13) prend la forme

$$(15)\qquad P=2\pi i\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{A(z)\,e^{iz(x+iy)}}{z}\,dz=2\pi i\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{A(z)\,e^{iz\zeta}\,dz}{z},\qquad \zeta=x+iy.$$

Comme application nous déterminerons le champ dû à une couche de courants satisfaisant à la loi [2], $a(x)=\frac{e^{i\Omega x}}{\varepsilon}$ placée dans un entrefer plan de largeur $h$ compris entre deux milieux indéfinis de perméabilité infinie.

---

[1] Où l'on doit avoir partie réelle $z.y>0$.

[2] $\Omega=\frac{2\pi}{\lambda}$, $\varepsilon=$ épaisseur infiniment petite de la nappe.

Nous appliquons la méthode des images; le champ est la superposition du champ de la nappe donnée et de ceux de toutes ses images par rapport aux surfaces bordant l'entrefer.

Le potentiel vecteur de la nappe de courant supposée isolée dans l'espace et placée à la distance $h_1$ du plan de référence, est, d'après ce qui précède, la transformée de Fourier de $b(y)$, $\Gamma(y)$ étant $2\varepsilon e^{-i\omega h_1}$,

$$(16)\qquad P = \lambda\zeta e^{i\frac{2\pi x}{\lambda}} e^{\pm\frac{2\pi}{\lambda}(y-h_1)} \qquad \left(\pm \text{ suivant le signe de } y-h_1;\ \zeta=\frac{h}{\lambda}\right).$$

En superposant les champs des images ([3]), on obtient facilement le champ résultant suivant :

$$0<y<h_1 \qquad P=\lambda\zeta e^{i\frac{2\pi x}{\lambda}} \frac{\operatorname{ch}\frac{2\pi(h-h_1)}{\lambda}\operatorname{ch}\frac{2\pi y}{\lambda}}{\operatorname{sh}\frac{2\pi h}{\lambda}},$$

$$h_1<y<h \qquad P=\lambda\zeta e^{i\frac{2\pi x}{\lambda}} \frac{\operatorname{ch}\frac{2\pi h}{\lambda}\operatorname{ch}\frac{2\pi(h-y)}{\lambda}}{\operatorname{sh}\frac{2\pi h}{\lambda}}.$$

Ces relations, plus simples que les développements en séries de Fourier généralement utilisés par les ingénieurs, résolvent le problème posé. Lorsque la longueur réduite $\zeta$ du pas du bobinage est suffisamment grande, et lorsque la couche de courants se trouve en contact avec l'une des surfaces de l'entrefer, on a approximativement

$$(17)\qquad P=\frac{\lambda\zeta}{\pi}e^{i\frac{2\pi x}{\lambda}}, \qquad \text{d'où}\quad H_n=-\frac{\partial P}{\partial x}=-2\zeta e^{\frac{i2\pi x}{\lambda}}$$

$H_n$ étant le champ normal à l'entrefer. On retrouve le résultat de la théorie élémentaire exposée dans les traités classiques, théorie portant en soit, comme on le sait, une contradiction.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude dilatométrique et détermination des états allotropiques du lanthane et du cérium métalliques.* Note de MM. **Félix Trombe** et **Marc Foëx**, présentée par M. Paul Lebeau.

D'après les travaux de A. W. Hull ([1]), de W. Klemm et N. Brommer ([2]), de L. L. Quill ([3]), le lanthane et le cérium possèdent deux structures cristallines, la structure cubique à face centrée et la structure hexagonale.

---

([3]) Dont les potentiels vecteurs s'expriment à l'aide de (16) en remplaçant $h_1$ par $h_1+2kh$, $k=$ entier positif ou négatif.

([1]) *Phys. Rev.*, **18**, 1921, p. 88.
([2]) *Z. anorg. allgem. Chem.*, **231**, 1937, p. 138.
([3]) *Z. anorg. allgem. Chem.*, **208**, 1932, p. 273.

A basse température, l'un de nous ([4]) a montré que le cérium présente une variation anormale importante de la susceptibilité magnétique.

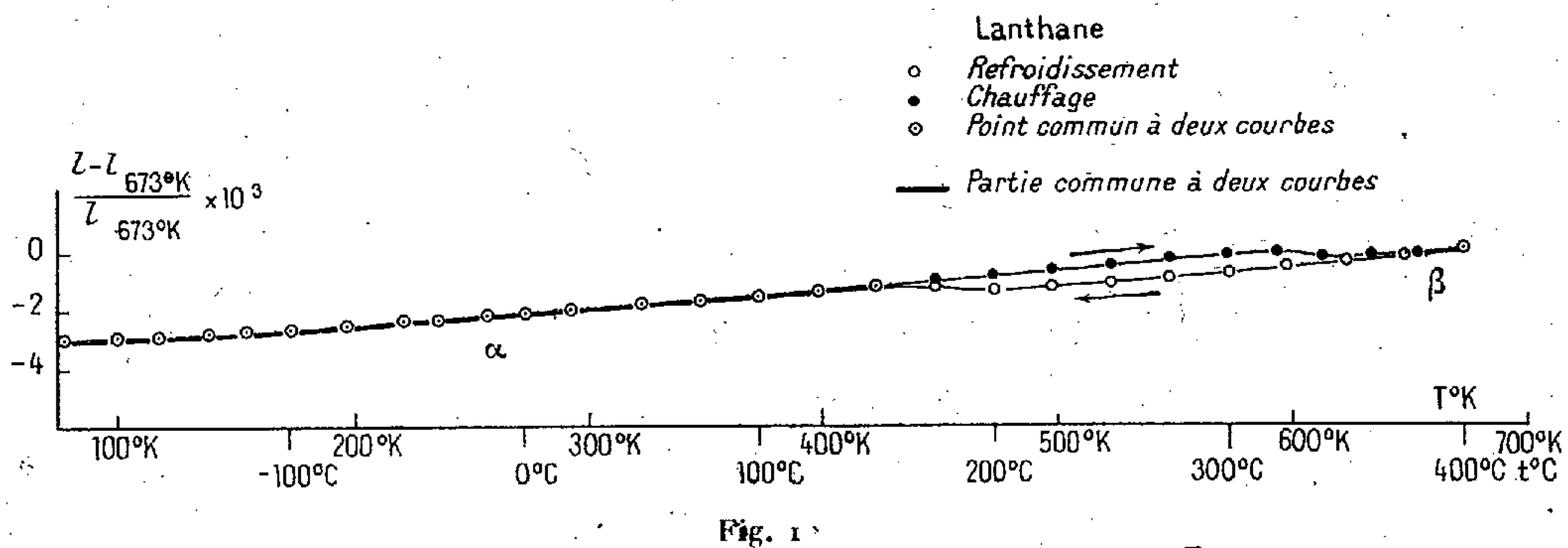



Fig. 1.

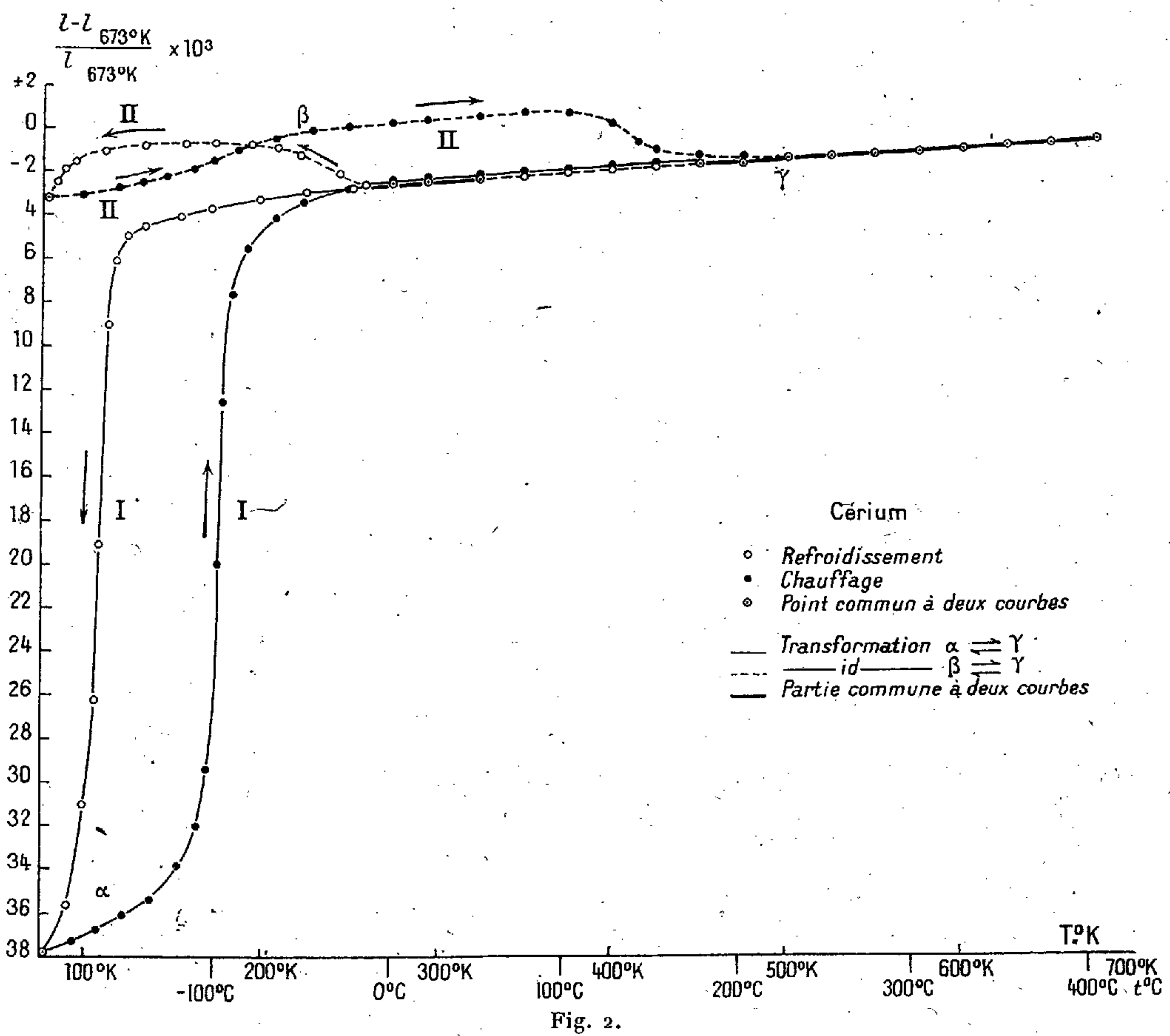



Fig. 2.

D'après F. M. Jaeger, J. A. Bottema et R. Rosenboom ([5]), plusieurs espèces cristallines seraient susceptibles de coexister.

---

([4]) F. Trombe, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 1591.

([5]) *Rec. des Travaux Chim. des Pays-Bas*, **57**, 1938, p. 1137.

Notre étude dilatométrique a été faite, à un millième de millimètre près, sur de longues baguettes ($15^{cm}$) de métaux de bonne pureté (La 99,2 %, Ce 99,6 %), soit dans l'hydrogène (78 à 293°K.), soit dans l'argon (293 à 673°K.)

Le lanthane entre 78° et 425° K. (*fig.* 1) prend des allongements réversibles. La valeur de $dl/d\text{T}$ est de $5,8.10^{-6}$ à la température ordinaire. Elle décroît régulièrement avec la température et atteint environ $2.10^{-6}$ dans l'azote liquide (78°K.). Entre 425° et 650°K., on observe un cycle de transformation représentant une très faible contraction (0,19 %) en volume. Entre 650 et 925°K., température approximative du début d'affaissement de l'échantillon, les allongements deviennent à nouveau à peu près réversibles et le coefficient $dl/d\text{T}$ croît encore; il dépasse $7.10^{-6}$ à 700°K.

L'étude dilatométrique du cérium (*fig.* 2) est plus complexe. Si le métal vient directement de fonderie, ou s'il est trempé brutalement de 700 à 300°K. (état $\gamma$), on observe vers les basses températures une *forte contraction* (*état* $\alpha$) *supérieure à* 10 % *en volume*. Cette anomalie de dilatation très considérable correspond, à température ascendante et descendante, à l'anomalie magnétique déjà signalée ([5]). Le cycle de contraction et d'allongement est représenté par la courbe I jusqu'à 700°K. environ, limite de nos essais. Par contre, si le cérium, refroidi lentement jusqu'à la température ordinaire, est soumis à des cycles lents d'échauffement et de refroidissement entre 20°C. (293°K.) et le point d'ébullition de l'azote (78°K.), sa densité diminue notablement (environ de 0,7 %). Le cycle de dilatation correspond alors à la courbe II (état $\beta$). A basse température, la transformation précédemment indiquée ($\alpha$) est très fortement diminuée (1/20 de sa valeur initiale). Un chauffage à 500°K. donne à nouveau la forme $\gamma$ susceptible de reproduire le cycle I de dilatation.

En résumé nous trouvons pour le lanthane un état $\alpha$ (78 à 425°K.) et un état $\beta$ (au-dessus de 625°K.); entre 425 et 625°K., les deux variétés paraissent coexister.

Le cérium se présente sous trois états : l'état $\gamma$ de haute température, maintenu par refroidissement rapide jusqu'à la température ordinaire. A plus basse température l'état $\gamma$ donne l'état $\alpha$, caractérisé par une forte contraction. L'état $\beta$ est obtenu à partir de l'état $\gamma$ par refroidissement lent; il ne peut donner l'état $\alpha$; de même celui-ci, à basse température, ne paraît pas pouvoir se transformer en état $\beta$.

Le coefficient de dilatation du cérium en dehors des zones de transformation est sensiblement le même que celui du lanthane aux températures correspondantes. Signalons que ces deux métaux, comme l'arsenic et le bismuth, ne suivent pas la règle de Bayley.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur une préparation de l'oxyde d'azote* NO *pur.* Note (¹) de MM. **André Chrétien** et **Yves Longi.**

L'oxyde d'azote NO est, après l'oxyde $CO^2$ et l'hydrogène, le gaz le plus anciennement préparé (van Helmont, 1648) et même connu (Gay-Lussac et Thénard, 1811). Les réactions qui le produisent sont nombreuses, mais toutes donnent un mélange gazeux coloré, de composition souvent complexe, en raison d'une oxydation, avec possibilité inverse d'une réduction. L'un et l'autre de ces phénomènes parasites sont plus ou moins poussés qualitativement et quantitativement suivant les conditions expérimentales. C'est le cas en particulier pour l'oxydation catalytique de l'ammoniac (oxydations parasites), et surtout pour la réduction de l'acide azotique par les métaux, Cu, Hg, Ag, Sn (réductions parasites).

La nature du milieu favorisant encore les réactions perturbatrices, si faciles dans la chimie de l'azote par suite de la mobilité des divers degrés d'oxydation, il est tout indiqué d'éviter un milieu fortement oxydant, fortement réducteur, très acide.

Pour atteindre ce but, nous avons utilisé l'hydrolyse des azotites magnésiens (Mg, Gl, Zn, Fe, Ni, Co, Mn, Cu), de Fe III, Cr III et Al. Ces sels ne sont pas isolés, par suite de leur grande fragilité.

On mélange une solution d'azotite de sodium et une solution de sulfate. Un dégagement gazeux abondant se produit dès 20° dans le cas du fer et du glucinium, après amorçage par léger chauffage à 60° avec Al et Cu II, à l'ébullition avec Zn et Mg. Dans le cas du Ni, Co, Mn et Cr, le dégagement gazeux reste faible même à 100°. Après purge, le gaz produit est toujours incolore.

Il est facile d'obtenir à 20° un dégagement d'oxyde azotique pur, régulier et prolongé à volonté jusqu'à plusieurs jours, avec un débit de 2 à 3 bulles par seconde :

Une solution saturée de sulfate de fer III anhydre baignant un excès de sel, additionnée de 1 pour 2000 d'acide sulfurique, est mise dans une fiole à filtrer. Une solution saturée d'azotite de sodium y est versée régulièrement. Le gaz traverse un laveur à acide sulfurique et une colonne à $P^2O^5$. Son titre en oxyde NO s'élève tout d'abord rapidement jusqu'à 95 %, atteint après 20 minutes, puis il s'approche lentement de 100. Le gaz est totalement absorbable par une solution saturée de sulfate de fer II après 2 h. 30 min.

Si l'on utilise le chlorure au lieu du sulfate, le dégagement d'oxyde NO est fortement accéléré, mais l'opération est plus délicate à conduire. C'est l'inverse avec l'azotate qui nécessite une température de 50° au moins.

Nous avons tenté d'élucider le mécanisme de la formation de NO à partir des solutions aqueuses d'azotite de Fe III ou Al obtenues par double décomposition.

1° L'intervention de l'acide azoteux a été mise en évidence : la solution

(¹) Séance du 22 mars 1943.

d'azotite de sodium et la solution de sulfate sont mélangées en présence d'alcool éthylique. Aucun dégagement d'oxyde d'azote n'apparaît. Mais il est possible, par distillation immédiate suivie de fractionnement, d'isoler de l'azotite d'éthyle pur ($E_{760}$ + 16°). La totalité de l'azote de l'azotite de sodium mis en œuvre se retrouve sous forme d'azotite d'éthyle si l'on utilise un léger excès d'alcool qui compense les pertes par entraînement. Il y a là une préparation commode de l'azotite d'éthyle qui nous paraît plus avantageuse que la méthode classique à l'acide sulfurique-alcool et l'azotite de sodium, parce qu'elle est plus facile à conduire.

Si l'addition d'alcool n'est faite qu'après la cessation du dégagement d'oxyde d'azote, on n'obtient plus d'azotite d'éthyle.

2° Le dégagement d'oxyde d'azote NO augmente avec la quantité d'azotite utilisée, pour une quantité donnée de sulfate de Fe III ou Al, jusqu'à 6 mol-g NO par mol-g de sulfate, puis il reste invariable. Le dégagement d'oxyde d'azote ne dépasserait pas 4 mol-g de NO par mol-g de sulfate, quelle que soit la quantité d'azotite mise en œuvre, s'il était dû uniquement à l'oxydation-réduction de l'acide azoteux libéré par hydrolyse de l'azotite de Fe III ou Al de première double décomposition (acide azoteux *primaire*)



$$3NO^2H \rightarrow 2NO + NO^3H + H^2O.$$

Le phénomène est certainement plus complexe par conséquent.

Il est logique d'envisager l'intervention de l'acide azotique provenant de l'oxydation-réduction, qui peut reformer de l'acide azoteux, soit par action sur l'azotite de sodium en excès, soit par action sur l'hydroxyde de fer III d'hydrolyse.

Dans les deux cas, un cycle se répète avec production d'oxyde d'azote en quantité décroissante. Soit $4/3^n$ mol-g NO pour le cycle de numéro $n$. La quantité totale d'oxyde NO produit par ces cycles *secondaires* est la somme de la série : $4/3$, $4/9$, $4/27$, ..., $4/3^n$, .... Cette somme est 2 pour $n$ infini. La convergence de la série est atteinte à 1/1000 environ pour $n = 10$.

La production totale d'oxyde NO est 4 mol-g + 2 mol-g, soit 6 mol-g par mol-g de sulfate (Fe III ou Al.)

Deux séries d'expériences, utilisant respectivement chacun de ces sels, concordent remarquablement en faveur de la production de l'oxyde NO par oxydation-réduction répétée de l'acide azoteux avec intervention de l'acide azotique formé corrélativement : le volume d'oxyde NO observé (I ou II) est toujours sensiblement 1,5 fois plus grand que celui qui correspond à la seule utilisation du sulfate (III) tant qu'il reste de l'azotite, et concorde avec le volume calculé (IV) d'après les cycles successifs :

| Volume observé (l.). | | Volume calculé (l.). | |
|---|---|---|---|
| I. $(SO^4)^3Fe^2$. | II. $(SO^4)^3Al^2$. | III. sulfate seul. | IV. sulfate et ac. azotique. |
| 2,41 | 2,4 | 1,6 | 2,4 |
| 2,59 | 2,6 | 1,6 | 2,4 |
| 2,5 | 2,4 | 1,6 | 2,4 |
| 0,6 | 0,8 | 0,5 | 0,8 |
| 0 | 0 | 1,6 | 0 |
| 0 | 0 | 1,1 | 0 |

Le sulfate est additionné en six portions à l'azotite. Il faudrait utiliser 1 mol-g de sulfate pour 6 mol-g d'azotite si l'acide azotique n'intervenait pas, ce qui correspond à l'addition de la sixième portion.

On voit que tout l'azotite est consommé pour l'addition de 2/3 de mol-g seulement de sulfate, ce qui s'accorde encore avec l'hypothèse des cycles répétés.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques dérivés bromés de fluorène.* Note de MM. **Charles Courtot** et **José Moreaux**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons fait connaître ([1]) le 2.5-dibromofluorénol-9 fusible à 186°. Il convient de mentionner une remarque intéressante au sujet de la réduction par le zinc et l'ammoniaque de la 2.5-dibromofluorénone qui donne naissance à ce carbinol.

Si, en effet, on prolonge la durée de la réduction, on constate que le point de fusion du produit s'abaisse de plus en plus. Nous avons maintenu alors le produit en réduction pendant 24 heures. Après filtration nous évaporons partiellement l'alcool et nous laissons refroidir. Il y a formation d'un précipité blanc qui, par plusieurs purifications dans l'alcool, se montre être du 2.5-dibromofluorénol; mais dans les eaux mères, on isole un produit qui, également par purifications successives, possède un point de fusion se fixant à 128° et qui a été identifié avec le 2-bromofluorénol ([2]) de Courtot et Vignati. Il y a donc élimination de l'atome de brome fixé en 5 dans la 2.5-dibromofluorénone.

L'éther bromhydrique du 2.5-dibromofluorénol, préparé par la méthode de Kliegl ([3]) et purifié deux fois dans le benzène, se présente en longues aiguilles translucides parfaitement blanches. C'est le 2.5.9-tribromofluorène F 177° (corr.).

On accède d'autre part à un tribromofluorène F 158° (corr.) après six cris-

([1]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 453.
([2]) *Revue de Chimie*, 13, 1930, p. 63.
([3]) *Ber. d. chem. Ges.*, 43, 1910, p. 2494.

tallisations dans l'acide acétique, en bromant le fluorène ou le 2-bromofluorène en solution aqueuse refroidie à 20° et agitée en présence de chlorure ferrique comme catalyseur. Ce tribromofluorène cristallise en cristaux blancs arborescents translucides. Par oxydation en milieu acétique au moyen d'anhydride chromique, il conduit à une tribromofluorénone F 181°, longs prismes transparents jaune citron. L'oxime cristallisée dans l'alcool forme des aiguilles d'une couleur jaune verdâtre très fines et transparentes qui se décomposent très rapidement à la température de 240°.

Par bromuration du 2.7-dibromofluorène en milieu chloroferrique bouillant, et avec irradiation ultraviolette produite par une lampe Philora pendant douze heures, on isole un produit tétrabromé, qui, après trois cristallisations dans le benzène, se présente en très belles aiguilles transparentes et incolores, F 228° (corr.) en se décomposant à partir de 180-190°.

Par oxydation au moyen de l'anhydride chromique en milieu acétique, dans lequel ce dérivé est assez peu soluble même à l'ébullition, nous obtenons un dérivé fluorénonique tribromé qui, cristallisé dans l'alcool, fond à 181°. Cette fluorénone tribromée, mélangée à la 2.7.$x$-tribromofluorénone précédemment étudiée, n'en abaisse pas le point de fusion. Notre tétrabromofluorène contient donc un atome de brome en position 9.

La réduction par le zinc et l'ammoniaque de la tribromofluorénone F 181° conduit à un fluorénol tribromé blanc qui, après deux cristallisations dans l'alcool aqueux, fond à 200°. Ce fluorénol transformé en éther bromhydrique régénère le tétrabromofluorène F 228°.

Nous poursuivrons cette étude et fixerons, nous l'espérons, la position des atomes de brome en position autre que 2 et 7.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Facteurs distincts de floraison et d'élongation chez le Fraisier.* Note de M. **Pierre Chouard**, présentée par M. Louis Blaringhem.

On sait qu'il est presque impossible de forcer les Fraisiers à gros fruits non remontants avant qu'ils aient subi les premières gelées (1). J. W. M. Roodenburg a établi que le raccourcissement de la durée des jours, sous le climat de la Hollande, les fait entrer en repos autour du 1er octobre; la poussée des ébauches florales ne peut alors être remise en activité par la chaleur de la serre qu'après traitement par l'un des procédés de préparation au forçage (gelée, éthérification, bain chaud etc.). Mais si la rentrée en serre est accompagnée, dès le début d'octobre au plus tard, par un allongement de la durée d'éclairement, la mise en repos ne survient pas, la floraison se produit quelques semaines plus

(1) Voir la nouvelle édition (sous presse) du livre *Le Fraisier*, par feu Félicien Lesourd, revu et augmenté par Ch. Simmen, avec le concours de P. Chouard et Ch. Dubois, Paris.

tard et la fructification a lieu vers fin décembre à janvier si l'éclairement total est assez intense pour la photosynthèse nécessaire à la formation des fruits ([2]).

Reprenant le Fraisier dans mes recherches sur le photopériodisme, j'ai pensé que le comportement des diverses races pourrait être différent. C'est ce que l'expérience a montré, tout en faisant ressortir l'indépendance des facteurs de floraison et des facteurs d'élongation des organes.

Des Fraisiers non remontants *Mme Moutot* sont rentrés en serre, à 18° C. en moyenne, le 29 septembre, et des Fraisiers remontants *Simmen Record* rentrés le 8 octobre. Une partie de chaque sorte est aussitôt soumise à un éclairement d'appoint d'environ 100 lux (par lampes à incandescence) depuis 23h (heure solaire) jusqu'au lever du jour; le reste est exposé seulement à la lumière naturelle.

Au 25 décembre, les Fraisiers non remontants et non éclairés ont poussé 3 à 6 feuilles nouvelles, bien vertes, mais à pétioles courts (3cm environ); aucune fleur n'apparaît. La floraison n'interviendra chez ces individus que très tardivement et irrégulièrement de fin février à mars.

La même variété, soumise à l'éclairement d'appoint, montre au contraire des feuilles nouvelles en même nombre mais longuement pétiolées (12 à 17cm); de plus, sur deux tiers des pieds traités, des fleurs apparaissent en boutons portés sur des hampes de 5 à 7cm qui s'allongeront dans la suite au point d'égaler les feuilles et qui fructifieront en fin janvier-février, sauf difficultés de fécondation tenant à la rareté du pollen dans ces circonstances. La variété *Mme Moutot* se comporte ainsi à la manière de la variété *Deutsch Evren* étudiée par Roodenburg, mais avec une moindre aptitude au forçage.

Dans le même temps, les Fraisiers *Record* se comportent tout autrement : les rosettes de feuilles nouvelles poussent aussi, plus activement même; elles restent à pétioles très courts (3 à 4cm.) sans l'éclairement d'appoint, à pétioles très longs (15 à 20cm.) sous éclairement d'appoint. Mais, au 25 décembre, les hampes florales sont poussées dans les deux lots et garnies également de fleurs déjà en majorité défleuries, riches en pollen (surtout sous éclairement) et qui mûriront leurs fruits en janvier. Cependant ces hampes sont de port très différents : elles atteignent puis dépassent la longueur des grands pétioles dans le lot sous éclairement naturel.

Ces observations appellent les conclusions suivantes :

Un éclairement de 100 lux pendant 7 à 9 heures prolongeant les jours courts de fin d'automne, provoque une considérable élongation des pétioles et des hampes florales des divers Fraisiers, sans modifier sensiblement le nombre des feuilles nouvelles ni la forme des limbes. Par contre la poussée des fleurs exige, chez les Fraisiers non remontants rentrés en serre dès le début d'octobre,

([2]) J. W. M. Roodenburg, *Landb, Tijdschrift, Genootschap voor Landbouwwetenschap*, 51, n° 632, déc. 1939, 38 p.; *Rec. Trav. bot. néerland.*, 37, 1940, pp. 301-376.

un éclairage d'appoint qui est au contraire inutile à cette poussée chez les Fraisiers remontants comme *Record*.

Il en résulte que les exigences du démarrage de la poussée des ébauches florales, très différentes d'une race à l'autre en ce qui concerne l'éclairement, sont complètement distinctes et indépendantes de celles qui déterminent également chez les diverses races l'allongement des pétioles et des hampes. Chez les deux races examinées, l'éclairage d'appoint provoque évidemment un accroissement de teneur ou d'activité pour les auxines, ce que révèle l'élongation des organes; mais le développement des fleurs, bien que régi aussi par l'influence de la lumière, se montre chez l'une des races indépendant de l'éclairage supplémentaire.

On peut en conclure que les facteurs internes d'élongation (auxines) ne sont pas les mêmes que les facteurs internes de poussée des fleurs, même s'ils relèvent d'une même cause externe, l'éclairement. Cette conclusion vient à l'encontre de l'opinion de quelques biologistes qui ont cru pouvoir confondre les causes de floraison et celles d'élongation ([3]); elle confirme la thèse que j'ai soutenue dans une précédente Note sur les théories du photopériodisme ([4]).

PHYSICOCHIMIE AGRICOLE. — *Processus du délitement des agglomérats terreux dans l'eau.* Note de M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Maurice Javillier.

Si l'on immerge une particule de terre dans l'eau, on constate qu'elle se délite plus ou moins rapidement suivant la nature de l'échantillon. J'ai montré ([1]) que ce délitement est causé par deux processus susceptibles de jouer séparément ou simultanément. L'un d'eux ([2]) est la dispersion des colloïdes; l'autre ([1]) est l'éclatement des particules de terre provoqué par la compression de l'air inclus, consécutive à la pénétration de l'eau par capillarité.

Si le processus supposé est exact, on doit constater que le mouillage de la terre dans un vide plus ou moins poussé doit atténuer le délitement des particules de terre. En effet, si la pression initiale de l'air dans la particule de terre n'est qu'une fraction $1/n$ de la pression normale, l'eau devra occuper un volume $n$ fois plus grand pour que la pression de l'air à l'intérieur de la particule atteigne la valeur correspondant à l'éclatement. Mais, dans ces conditions, le volume

---

([3]) N. G. Cholodny, *Herbage Reviews*, 7, iv, déc. 1939, pp. 223-247.

([4]) P. Chouard, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 591.

([1]) S. Hénin, *Étude physicochimique de la stabilité structurale des terres*, Paris, 1938.

([2]) Th. Schloesing, *Encyclopédie Frémy*, 10, Paris, 1885.

de terre soumis à la rupture est réduit et l'effet doit être limité. Des expériences antérieures (¹) avaient déjà permis de vérifier cette conséquence en mouillant la terre dans un vide partiel. Nous avons opéré cette fois en faisant varier la pression de 0,01 à $3^{atm}$.

MODE OPÉRATOIRE. — *Les particules de terre essayées ont un diamètre compris entre* 0,5 *et* $2^{mm}$. $10^{g}$ *de cette terre sont placés au fond d'un récipient sec dans lequel on établit le vide ou la surpression. On fait arriver l'eau. L'échantillon est alors recueilli sur un tamis de* $0^{mm},2$, *séché et pesé. Le poids* P × 10 *représente le pourcentage des particules ayant résisté à l'action de l'eau et mesure ainsi la stabilité de l'échantillon.*

*Résultats* (% de particules non détruites).

| Terre essayée. | Pression avant traitement par l'eau (en atmosphères) 0,01. | 0,25. | 1. | 3. |
|---|---|---|---|---|
| Sablière Versailles, Horizon B... | 32 | 19 | 10 | 6 |
| Limon rouge.................. | 76 | 51,5 | 18 | 4 |
| Versailles, sol cultivé............ | 62,5 | 44 | 20 | 7 |
| » forêt, Horizon A..... | – | 85 | 62,5 | 40 |

Ces résultats confirment que, si la pression varie, que ce soit au-dessus ou au-dessous de la normale, on obtient l'effet prévu.

*Autres vérifications.* — Au lieu de comprimer l'atmosphère à l'intérieur des particules de terre avant traitement par l'eau, on peut remplacer l'atmosphère gazeuse par un liquide n'ayant pas d'effet destructeur sur les particules et non miscible à l'eau; tels sont, par exemple, les liquides organiques non polaires. L'atmosphère ainsi constituée est incompressible.

*Mode opératoire.* — $10^{g}$ *de terre sont placés au fond d'un récipient bien sec. On verse alors avec précaution* $10^{cm^3}$ *du liquide organique de manière à ce que la terre s'imbibe par capillarité et que le liquide déplace l'air contenu dans la particule sans l'enfermer, comme ce serait le cas si l'on immergeait la particule de terre dans le liquide organique.* L'échantillon est ensuite immergé dans l'eau, puis tamisé et traité comme dans le cas précédent.

*Résultats* (% de particules non détruites). — Terre utilisée :

| | Latérite (Argentine). 1. | Sols à croûte (Algérie). 2. | Versailles Limon cultivé. 3. | Versailles Horizon B. 4. | Cafri (Oise) sous-sol argileux. 5. | Versailles (forêt) (Horizon A humique). 6. | Bénerville (Horizon A humique). 7. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Sans pré-traitement. | 54 | 33,5 | 20 | 17 | 34 | 67 | 69,5 |
| $CS^2$.............. | – | – | 4 | 2 | 5,5 | 61 | – |
| $CCl^4$.............. | 2 | 8 | 5,5 | 3,5 | 4 | 65,5 | 69 |
| $C^6H^6$.............. | 2 | 6 | – | 3 | 6 | 67 | 78 |
| Huile de vaseline... | – | – | 4,5 | – | 3 | 63 | – |

On constate que tous les sols de 1 à 5 sont effectivement rendus sensibles

à l'action de l'eau par le pré-traitement avec les corps utilisés, d'où une deuxième confirmation du mécanisme de destruction des particules terreuses. Les résultats obtenus pour les deux dernières terres peuvent paraître en contradiction avec l'hypothèse. En fait il s'agit de deux terres très riches en matières organiques. Or ces terres ont une affinité plus grande pour les liquides organiques non polaires que les autres terres utilisées. Cette propriété ressort de l'étude du pouvoir émulsifiant des terres. Dans ces conditions, non seulement nous modifions la pression à l'intérieur de la particule, mais nous changeons également la pression capillaire exercée par l'eau et le sens des résultats ne peut plus être prévu.

Une troisième vérification de l'hypothèse a été obtenue de la manière suivante : La terre est imbibée avec précaution par capillarité, de manière à éviter autant que possible que l'air ou le liquide présent dans les particules y soit enfermé. Les échantillons sont ensuite immergés dans l'eau et l'essai se poursuit suivant la méthode indiquée. L'expérience qui a porté sur des terres pauvres en matières organiques confirme que le déplacement de l'air ou du tétrachlorure inclus dans les particules par de l'eau, au cours d'un pré-traitement, accroît toujours notablement leur résistance au délitement lors du traitement ultérieur, conformément à l'hypothèse proposée.

HISTOLOGIE. — *Sur le tissu interstitiel du système nerveux du Poulpe* (Octopus vulgaris *Lam.*). Note de MM. **Dimitri Bogoraze** et **Pierre Cazal**, présentée par M. Charles Pérez.

La structure du tissu interstitiel du système nerveux du Poulpe a été peu étudiée. Nous avons tâché de le faire grâce aux méthodes d'imprégnations argentiques.

Dans ce tissu interstitiel nous distinguons un réseau complexe formé de deux appareils, l'un vasculaire, l'autre glial. Dans le neuropile de chaque ganglion nerveux on trouve en effet de gros vaisseaux dont la paroi comporte, de dedans en dehors, un endothélium, une couche conjonctive-musculaire inconstante, enfin un espace périvasculaire contenant parfois quelques leucocytes. Cet espace sépare la paroi du vaisseau proprement dit d'une gaine fibreuse qui appartient à l'appareil glial. Celui-ci est formé de fibres fines parfois rectilignes, parfois enroulées en hélice ou en tire-bouchon qui s'anastomosent entre elles, s'accolant par deux ou trois pour former un faisceau plus épais. Fréquemment elles convergent en un point. Des lames cytoplasmiques les unissent. Au point d'union se trouve parfois un noyau excentrique. Il s'agit incontestablement d'astrocytes fibreux. Ces astrocytes, mal limités, s'anastomosent, donnant à l'ensemble un aspect syncytial; Havet a déjà signalé cet aspect chez le Lombric et l'Escargot.

L'ensemble glio-vasculaire contient en outre des canalicules de taille variable qui s'épaulent sur les vaisseaux et les fibres névrogliques. Ces canalicules se continuent d'une part avec l'enveloppe gliale des gros vaisseaux, d'autre part avec les astrocytes fibreux. Le diamètre de ces canalicules est variable, 20 μ environ pour les gros, qui peuvent contenir des leucocytes, 1 à 3 μ pour les petits qui sont vides d'éléments figurés du sang. Leur paroi est une lame protoplasmique montrant de rares noyaux qui ne contiennent que deux ou trois blocs de chromatine. Les gros vaisseaux débouchent à plein canal dans ces canalicules.

Le réseau glio-vasculaire forme, dans la couche des cellules ganglionnaires, des loges neuronales. Celles-ci sont constituées de fibrilles névrogliques qui s'accolent les unes aux autres en une lame mince dans laquelle se retrouvent les noyaux névrogliques. L'assemblage de ces lames forme des loges grossièrement polyédriques dont les dimensions varient avec les neurones qu'elles enveloppent, tout en restant à distance de ceux-ci.

La loge neuronale fibreuse se continue du côté du neuropile par une gaine qui accompagne l'axone et se courbe à angle droit au niveau du réseau frontière, puis se continue avec celui-ci. Ces lames névrogliques des gaines neurales forment parfois des canalicules où le sang circule.

On peut ainsi distinguer d'une part les gros vaisseaux dont les parois ont un espace périvasculaire que limite extérieurement la membrane piogliale formée par les pieds des astrocytes, et d'autre part les canalicules dont la paroi protoplasmique n'enferme aucun vaisseau. Nous pensons dans ce cas que le vaisseau proprement dit a disparu, et que c'est l'espace périvasculaire qui fait fonction de vaisseau. On peut admettre que le réseau gliovasculaire ne comprend que très peu de vaisseaux et qu'il est surtout constitué de pseudo-vaisseaux névrogliques.

Nous avons mis en évidence dans l'ensemble des ganglions nerveux une névroglie protoplasmique analogue à celle qui a été décrite chez le Poulpe par Cajal dans les seuls lobes optiques, et à celle qui a été décrite par Havet dans le Lombric. Elle est formée de grandes cellules, « astrocytes protoplasmiques » de Cajal qui, dans le neuropile, se trouvent entre les mailles du réseau glio-vasculaire. Leur noyau est sphérique ou ovoïde, assez clair, de 6 à 8 μ de diamètre. Il contient quelques blocs de chromatine. Leur cytoplasme présente des ramifications fines, légèrement épineuses, décrivant des volutes autour des axones qui traversent le neuropile; parfois on constate un pied vasculaire qui se fixe soit sur la paroi gliale des gros vaisseaux, soit sur un canalicule glial. Ces aspects varient légèrement avec la méthode d'imprégnation qui sert à les mettre en évidence. Les ramifications peuvent paraître plus épaisses, avec des renflements, les rameaux latéraux plus nets.

Dans la couche des « grains » existent en outre des *astrocytes protoplasmiques satellites*. Ce sont des éléments plus petits, plus trapus, aux prolongements

non ramifiés, plus épais, qui se moulent sur les corps des grains, embrassant parfois une dizaine de ces neurones.

Signalons en outre quelques particularités du tissu interstitiel des nerfs, qui est constitué par des fibres collagènes formant une charpente très riche dont les faisceaux d'importance variable, parallèles aux nerfs, flexueux, sont accompagnés de noyaux conjonctifs banaux.

Chaque axone d'un nerf est entouré par un système de fibres et de lames névrogliques appartenant à des cellules plus ou moins anastomosées entre elles. Ces éléments, rappelant les oligodendrocytes, ont un corps allongé dans la direction du nerf (longueur moyenne 10 μ). Leurs prolongements entourent l'axone décrivant parfois plusieurs spires. Dans les nerfs, les vaissseaux sont rares, mais leur structure est identique à celle des vaisseaux des centres nerveux.

La continuité entre le réseau glio-vasculaire du neuropile et celui des nerfs est évidente. On voit en effet, à l'émergence d'un nerf, les fibres du réseau glio-vasculaire se polariser et entourer les axones en prenant une disposition hélicoïdale.

Nous n'avons pu mettre en évidence dans le système nerveux du Poulpe un système spécial analogue à la microglie des Vertébrés. Des leucocytes banaux émigrant des vaisseaux et des canalicules gliaux passent à travers le tissu nerveux. Nous pensons que ces leucocytes sont des histiocytes, qu'ils deviennent, en passant dans le système nerveux, l'équivalent de la microglie des Vertébrés. Chez le Poulpe comme chez les Mollusques, les caractères des éléments mésenchymateux ne sont pas bien tranchés; les globules sanguins peuvent se transformer en fibrocytes et ils sont doués d'un pouvoir colloïdopexique.

PARASITOLOGIE. — *Sur les propriétés anthelminthiques des dérivés du triphénylméthane.* Note de M. **Robert Deschiens**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'action anthelminthique, *in vitro*, du Violet de gentiane, à l'égard de deux Rhabditidés parasites du Mouton et de l'Homme, *Strongyloïdes papillosus* (Wedl, 1856) et *Strongyloïdes stercoralis* (Bavay, 1876), a été établie par C. D. de Langen (¹), en 1928. Depuis, W. H. Wright, F. J. Brady et J. Boricevich (²), en 1940 d'une part, et d'autre part J. Rachet, A. Busson,

(¹) *Mededeel v. d. Dienst d. Volksgezond. in Nederlan. Indië, Foreign edit.*, **17**, 1928, p. 515.

(²) *Journ. Amer. Med. Assoc.*, **124**, 1940, p. 861.

P. Galmiche et J. Rosay ([3]), en 1943, ont montré l'activité parasiticide du violet de gentiane dans l'oxyurose humaine à *Enterobius vermicularis* (Linné, 1758).

Le violet de gentiane est un mélange de violets de méthyle hexa- et pentaméthylés, dérivés du triphénylméthane; aussi avons-nous entrepris de rechercher quels sont les dérivés du triphénylméthane, utilisables en thérapeutique, qui présentent des propriétés anthelminthiques.

Nos premières recherches ont porté sur deux bases carbinoliques, la rosaniline et la pararosaniline et sur 11 matières colorantes : la fuchsine basique, la fuchsine acide, la parafuchsine, la fuchsine diamant, le violet cristal, le violet de gentiane, le bleu de méthyle, le vert malachite, le vert de méthyle, le vert lumière et le vert brillant.

Le test utilisé pour déterminer ou pour comparer le pouvoir anthelminthique éventuel des différents produits étudiés comportait trois épreuves : 1° l'action *in vitro* d'une solution à 1 p. 3000 du produit à essayer, dans l'eau distillée à pH 7, sur une coproculture de *Rhabditis sp.* des selles du Lapin de garenne, Nématode saprophyte particulièrement résistant à l'action des anthelminthiques en général; 2° l'action *in vitro* de la même solution sur les œufs et les larves d'un Strongle du tube digestif du Mouton, *Hæmonchus contortus* (Rudolphi, 1803); 3° l'action *in vivo* sur *Scyphacia obvelata* (Rudolphi, 1802), Oxyure de la Souris, d'un traitement consistant, pendant 10 jours consécutifs, en une injection intestinale quotidienne, de $1^{cm^3}$, pour une souris de $20^g$, d'une solution à 1 p. 2000 ($0^g,025$ par kilo d'animal), dans l'eau distillée, des substances à éprouver.

Les résultats obtenus peuvent être représentés par les symboles suivants :

1<sup></sup>re épreuve, *Rhabditis* morts en moins de 24 heures = (++); *Rhabditis* morts en moins de 48 heures = (+); *Rhabditis* vivants après 48 heures = (—).

2e épreuve, œufs et larves morts en moins de 6 heures = (++); œufs et larves morts en moins de 24 heures = (+); œufs et larves vivants après 24 heures = (—).

3e épreuve, absence de *S. obvelata*, à l'autopsie, après 6 jours de traitement = (+); présence de *S. obvelata* vivants après 6 jours de traitement = (—).

Voici les données que nous avons recueillies :

Les dérivés triaminés de la rosaniline et de la pararosaniline ont des propriétés anthelminthiques très marquées :

Fuchsine basique (pH de la solution à 1 p. 3000 = 7,4) : 1 (++), 2 (++), 3 (+).

([3]) *Arch. Mal. App. dig.*, 32, 1943, p. 44.

Parafuchsine ou rubine (pH de la solution à 1 p. 3000 = 5,8) : 1 (++), 2 (++), 3 (+).

Fuchsine diamant (mélange de fuchsine et de parafuchsine) (pH de la solution à 1 p. 3000 = 6,5) : 1 (+), 2 (++), 3 (+).

La sulfonation de la fuchsine basique (fuchsine acide s.) donne un produit diaminé et sulfoné pratiquement inactif (pH de la solution à 1 p. 3000 = 6) : 1 (—), 2 (+), 3 (—).

Les dérivés triaminés hexa- et penta-méthylés de la pararosaniline sont très actifs :

Violet cristal (pH de la solution à 1 p. 3000 = 6) : 1 (++), 2 (++), 3 (+).

Violet de gentiane (pH de la solution à 1 p. 3000 = 8,4) : 1 (++), 2 (++), 3 (+).

La rosaniline et la pararosaniline, insuffisamment solubles dans l'eau distillée, n'ont pu être utilisées en solution à 1 p. 3000; elles se montrent néanmoins actives *in vitro* en solution à 1 p. 10 000 dans la 2e épreuve.

Les dérivés diaminés septa- et tétra-méthylés du tryphénylméthane sont sensiblement moins actifs que les dérivés triaminés, mais encore utilisables comme anthelminthiques : Vert de méthyle (pH de la solution à 1 p. 3000 = 6,6) : 1 (+), 2 (+), 3 (+); Vert malachite, sulfate (pH de la solution à 1. p. 3000 = 3,5) : 1 (+), 2 (+), 3 (+).

Le Vert lumière, ou Vert acide s., sel de sodium de l'acide trisulfodiméthyl-dibenzyldiamidotriphénylcarbinol (pH de la solution à 1 p. 3000 = 4,3), est inactif.

Le Bleu lumière ou Bleu de méthyle, dérivé sulfoné du bleu d'aniline est inactif (pH de la solution à 1 p. 3000 = 4,5).

Le Vert brillant, dérivé diaminé, tétra-éthylé, est actif (pH de la solution à 1 p. 3000 = 4,6) : 1 (+), 2 (++), 3 (+).

La fuchsine basique, la parafuchsine, le Violet cristal et le Violet de gentiane sont, en outre, anthelminthiques *in vivo* vis-à-vis d'un Cestode de la Souris. *Hymenolepis nana*, var. *fraterna* (Von Siebold, 1852) et à l'égard d'un Oxyuridé *Aspicularis tetraptera* (Nitzsch, 1821) du même Rongeur, à la dose de 0g,025 par kilo, administrée pendant 10 jours consécutifs. La fuchsine basique et le Violet cristal sont anthelminthiques dans l'oxyurose humaine à *Enterobius vermicularis*, à la dose de 0g,005 par kilo et par jour pendant 10 jours. Toutes ces matières colorantes, pour être actives, doivent être portées, soit par l'injection de solutions, soit par l'ingestion de pilules à enrobages appropriés, directement à l'étage du tube digestif constituant l'habitat du parasite à atteindre.

La plupart de ces colorants sont d'une faible toxicité et pourraient être introduits dans la thérapeutique médicale et vétérinaire des helminthiases.

A 16h l'Académie se forme en Comité secret.

## COMITÉ SECRET.

La Section de Botanique, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par le décès de M. *Henri Colin* :

| | |
|---|---|
| *En première ligne* ............. | M. **Paul Guérin**. |
| *En seconde ligne*, ex æquo *par ordre alphabétique* ........... | MM. **Pierre Allorge**.<br>**Raoul Combes**.<br>**Henri Humbert**.<br>**Joseph Magrou**.<br>**René Souèges**. |

Les titres de ces candidats sont discutés.
L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

La séance est levée à 17h20m.

A. Lx.

---

## *ERRATA.*

(Séance du 4 octobre 1943.)

Note de M. *André Charrueau*, Sur les équilibres limites plans des milieux homogènes :

Page 312, ligne 12, *au lieu de* Les lignes C et C′ sont les *courbes caractéristiques* du système qu'on obtient..., *lire* Les lignes C et C′ sont les *courbes caractéristiques* du système (4) et les lignes 𝒞 et 𝒞′ sont les *courbes caractéristiques* qu'on obtient....

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 29 NOVEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale** adresse ampliation de l'arrêté, en date du 25 novembre 1943, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Émile Cotton** pour occuper, dans la Section des Membres non résidants, la place vacante par le décès de M. *Pierre Weiss*.

Il est donné lecture de cet arrêté.

CALCUL SYMBOLIQUE. — *Calcul symbolique d'Heaviside et Calcul de composition de Vito Volterra.* Note de M. **Joseph Pérès**.

La Note de M. Maurice Parodi (ci-dessous, p. 523) me donne l'occasion d'une comparaison que je ne crois pas superflue. Quelques remarques préliminaires, d'ordre général, feront l'objet de la présente Note.

Vito Volterra a introduit la notion de *composition* en 1910, et l'a utilisée dans l'étude de certains types d'équations intégrales et intégro-différentielles. Quelques années plus tard il développait cette théorie (en ce qui concerne la composition à limites variables) dans un Mémoire fondamental [*Mém. Acad. Lincei*, (5), 11, 1916], mettant entièrement en évidence sa richesse et sa puissance opérationnelle. Pour les exemples d'application que j'ai en vue dans la suite, il suffira de rappeler que, dans ce Mémoire, Volterra envisage en particulier des fractions de composition $\overset{\star}{f}/\overset{\star}{g}$, $f$ et $g$ étant des fonctions permutables d'ordres positifs $p$ et $q$ [1] : lorsque $p > q$, la fonction $\overset{\star}{f}/\overset{\star}{g}$ n'est autre que la fonction $\varphi$, d'ordre $p - q$, solution de l'équation intégrale $\overset{\star}{g}\overset{\star}{\varphi} = \overset{\star}{f}$; lorsque $p \leq q$, l'équation intégrale n'a pas de solution et la fraction est un symbole, dont les règles de composition sont parfaitement définies, les opérations effectuées sur les fractions

---

(1) Cf. les *Leçons sur la composition et les fonctions permutables* de V. Volterra et J. Pérès, Paris, 1924, p. 10.

prennent toujours un sens par composition avec des fonctions d'ordre assez élevé.

Dans le second cas, on doit attribuer à la fraction un ordre $p-q$ nul ou négatif. Il était dès lors naturel de chercher à introduire en général les fonctions d'ordre quelconque (pouvant être nul ou négatif) sans se limiter à un groupe de fonctions permutables, en réduisant au minimum le symbolisme de leur représentation analytique et définissant leur composition de façon à garder la propriété essentielle d'associativité. Je l'ai fait dans deux Notes de 1917 [*Rend. Acad. Lincei*, (5), $26_1$, pp. 45 et 104], montrant que l'on pouvait envisager sans aucun symbolisme des fonctions d'ordre négatif régulier (différent de zéro ou d'un entier négatif) et que l'on pouvait définir une fonction d'ordre singulier $-n$ par les seuls symboles $\overset{\star}{1}{}^{-n}$ de Volterra, et comme comportant une partie symbolique qui peut indifféremment se mettre sous l'une des deux formes

$$a_0(x).\overset{\star}{1}{}^{-n}+a_1(x).\overset{\star}{1}{}^{-n+1}+\ldots+a_n(x)\overset{\star}{1}{}^{0}, \tag{1}$$

$$\overset{\star}{1}{}^{-n}.b_0(y)+\overset{\star}{1}{}^{-n+1}.b_1(y)+\ldots+\overset{\star}{1}{}^{0}.b_n(y), \tag{2}$$

avec des règles simples pour passer d'une forme à l'autre.

On utilisera la forme (1) ou la forme (2) suivant que la fonction avec laquelle on compose est placée à droite ou à gauche : les $a(x)$ ou les $b(x)$ se mettent en facteur et l'on est ramené à définir la composition par $1^{-p}$ ($p$ nul ou entier positif). Mais il est impossible, si l'on veut garder l'associativité, d'assimiler entièrement $\overset{\star}{1}{}^{-p}$ à un opérateur de dérivation en posant

$$\overset{\star}{1}{}^{-p}\overset{\star}{h}=(-1)^p\frac{\partial^p h}{\partial x^p},\qquad \overset{\star}{h}\overset{\star}{1}{}^{-p}=\frac{\partial^p h}{\partial y^p}. \tag{3}$$

La fonction $h$ étant régulière pour $y=x$, il faut prendre, en général,

$$\begin{cases} \overset{\star}{1}{}^{-p}\overset{\star}{h}=\overset{\star}{1}{}^{-p+1}.h(y,y)-\overset{\star}{1}{}^{-p+2}.\left(\dfrac{\partial h(x,y)}{\partial x}\right)_{x=y}+\ldots\mp(-1)^{p-1}\overset{\star}{1}{}^{0}.\left(\dfrac{\partial^{p-1}h(x,y)}{\partial x^{p-1}}\right)_{x=y}+(-1)^p\dfrac{\partial^p h(x,y)}{\partial x^p}, \\ h\overset{\star}{1}{}^{-p}=h(x,x).\overset{\star}{1}{}^{-p+1}+\left(\dfrac{\partial h(x,y)}{\partial y}\right)_{y=x}.\overset{\star}{1}{}^{-p+2}+\ldots+\left(\dfrac{\partial^{p-1}h(x,y)}{\partial y^{p-1}}\right)_{y=x}.\overset{\star}{1}{}^{0}+\dfrac{\partial^p h(x,y)}{\partial y^p}, \end{cases} \tag{4}$$

avec une partie symbolique obtenue sous la forme (2) ou (1), qui ne disparaît que lorsque $h$ est d'ordre supérieur à $p$; on retrouve alors les (3).

Pour montrer enfin que les fractions de composition s'expriment en général comme fonctions d'ordre quelconque, il suffit d'envisager la solution d'équations intégrales des types

$$\overset{\star}{g}\overset{\star}{\varphi}=\overset{\star}{f}\quad \text{ou}\quad \overset{\star}{\psi}\overset{\star}{\varphi}=\overset{\star}{f} \tag{5}$$

(qu'il faut distinguer puiqu'on ne se limite pas à un groupe de fonctions permutables), $f$ et $g$ étant données dans le champ fonctionnel ainsi élargi et *d'ordres quelconques*. Or, grâce à l'associativité conservée dans les extensions de la notion de composition, il est aisé de définir et calculer une fonction du champ $g^{-1}$

telle que

(6) $$\overset{\star}{g}\overset{\star}{g}^{-1} = \overset{\star}{g}^{-1}\overset{\star}{g} = \overset{\star}{1}^{0},$$

donnant donc les solutions des (5) sous la forme

(7) $$\varphi = \overset{\star}{g}^{-1}\overset{\star}{f}, \qquad \psi = \overset{\star}{f}\overset{\star}{g}^{-1}.$$

Ces indications, très incomplètes, pourront suffire à fixer les idées et pour les applications que j'ai en vue. Pour d'autres détails, je renvoie à l'exposé d'ensemble que donne le volume cité [1]; de même, en ce qui concerne les extensions que donnent la théorie des logarithmes de composition, puis celle des fonctions de composition, développées toutes deux par Volterra.

Les relations entre la théorie de Volterra et celle d'Heaviside-Carson ont été envisagées par M. Paul Lévy dans un Mémoire [2] auquel le lecteur se référera. La première théorie embrasse un domaine beaucoup plus étendu. La seconde ne concerne en fait qu'un groupe particulier de fonctions permutables, le groupe *du cycle fermé* de Volterra (fonctions de la différence $y - x = t$). Dans ce groupe particulier, *calcul de composition* et *calcul d'Heaviside* rendent les mêmes services, les symboles $\overset{\star}{1}^{-1}$ du premier et $p$ du second jouant à peu près le même rôle. A peu près seulement, car on a vu plus haut (4) que, pour assurer l'associativité de la composition, nous n'identifions pas toujours $\overset{\star}{1}^{-1}$ et $\overset{\star}{1}^{-n}$ avec des signes de dérivation, mais que nous introduisons, s'il en est besoin, dans $\overset{\star}{1}^{-n}\overset{\star}{f}$ ou $\overset{\star}{f}\overset{\star}{1}^{-n}$ une partie symbolique. Il s'ensuit que, par exemple, $\overset{\star}{1}(\overset{\star}{1}^{-1}\overset{\star}{f}) = (\overset{\star}{1}\overset{\star}{1}^{-1})\overset{\star}{f} = f$ et de même pour $\overset{\star}{1}^{-1}(\overset{\star}{1}\overset{\star}{f})$, tandis que, en calcul symbolique usuel, $1/p(pf)$ et $p[(1/p)f]$ ont des valeurs différentes lorsque $f(0) \neq 0$. Le calcul de composition marque là un avantage et évite, de prime abord, certaines incertitudes du calcul d'Heaviside (concernant, par exemple, la façon dont s'introduisent, dans les applications de ce calcul à l'intégration d'une équation différentielle, les solutions de l'équation homogène).

Les principes de la théorie de la composition sont fort simples et le calcul de composition a été immédiatement au point, sans jamais présenter le manque de rigueur du calcul d'Heaviside, avant les travaux de Carson. Dans l'œuvre de Carson et celle de ses successeurs, les relations intégrales entre fonctions et leurs images (transformation de Laplace-Borel et son inversion) sont systématiquement utilisées pour donner une base solide au calcul d'Heaviside; M. Paul Lévy remarque justement que la justification ainsi obtenue est inutilement compliquée, et s'écarte d'ailleurs du point de vue précis d'Heaviside, pour qui $p$ est un symbole et non une variable. Le calcul de composition n'exclut pas du tout l'emploi de la transformation de Laplace-Borel et l'on peut rappeler, de ce point de vue, le Mémoire où Lebesgue (*Bull. Soc. Math. de France*, 40, 1922)

---

(2) *Bull. Sc. Math.*, 2e série, 50, 1926, p. 174.

exprime analytiquement le lien entre une fonction et son associée de composition ([3]). Mais il se développe indépendamment et de façon très directe, restant d'ailleurs, peut-on dire, à un point de vue purement opérationnel, puisqu'il progresse parallèlement à l'Algèbre générale. Il est utile de redire, après M. Paul Lévy, qu'il fournit, incidemment, la justification la plus simple et la plus immédiate du calcul d'Heaviside. Ce n'est point diminuer la grande valeur de l'œuvre intuitive d'Heaviside que constater, dans ce domaine comme dans beaucoup d'autres, la puissance de la pensée de Vito Volterra, qui atteint toujours le but par les voies les plus droites.

J'envisagerai dans une autre Note quelques applications qui pourront préciser les remarques précédentes.

SPECTROGRAPHIE. — *Dosage spectrographique du rubidium dans les sels alcalins.* Note de MM. **Gabriel Bertrand**, **Didier Bertrand** et **Clément Courty**.

Pour continuer certaines recherches de caractère biochimique, il nous fallait un moyen de doser des proportions très minimes de rubidium en présence de potassium et de sodium. N'ayant pu atteindre les résultats attendus par aucune des méthodes chimiques ou physiques actuellement proposées, nous avons dû en chercher une autre; celle à laquelle nous sommes arrivés et que nous allons sommairement décrire est très sensible, applicable à de faibles prises d'essai et, néanmoins, d'une grande exactitude. Elle repose sur l'emploi combiné, dans des conditions particulières, de l'arc électrique, du spectrographe et du microphotomètre.

En principe, on fait jaillir un arc entre deux charbons, sous tension continue, après avoir placé le mélange salin à étudier dans une petite cavité creusée à l'extrémité du charbon positif. Une image focale de l'arc est projetée sur la fente verticale d'un spectroscope de Féry et l'on enregistre la région du spectre qui comprend les longueurs d'onde voisines de 4201,8 Å du rubidium; l'intensité de cette raie, comparée à celle d'un étalon photométrique réalisé avec une lampe à hydrogène de Challonge et Lambert, permet ensuite de doser cet élément dans le mélange volatilisé par l'arc.

La méthode d'analyse spectrale avec emploi de l'arc électrique a déjà reçu de nombreuses applications, notamment en métallurgie, mais, à la suite de critiques, elle avait été abandonnée pour les métaux alcalins et, plus spécialement, pour le rubidium : au point de vue qualitatif, parce que les raies ultimes de cet élément se trouvent dans les *bandes du cyanogène*; au point de vue quantitatif, parce qu'elle possède le grand défaut de l'instabilité de l'arc qui rend difficile le maintien, sur la fente du spectrographe d'une région déterminée de la zone lumineuse pendant toute la durée de la prise photographique.

---

([3]) Cf. aussi *Rend. R. Ac. Lincei*, 5e série, $27_1$, 1918, p. 377.

Nous avons d'abord trouvé un moyen d'éviter l'inconvénient, rédibitoire en matière de dosage, de l'instabilité de l'arc : nous faisons éclater celui-ci entre les électrodes de charbons placées non pas verticalement et à l'air libre, comme on le fait d'habitude, mais horizontalement et dans un petit four en terre réfractaire. Le courant d'air ascensionnel produit dans le four maintient l'arc, dès le commencement de l'expérience, en forme de pont entre les deux électrodes.

Mais cette amélioration n'a pas suffi pour obtenir des enregistrements spectrographiques dans lesquels les intensités des raies soient en rapport, au degré de précision dont nous avions besoin, avec la composition des mélanges salins. Quand on soumet un de ces mélanges à l'action de l'arc, on réalise une véritable distillation fractionnée et la composition de la vapeur change du commencement à la fin de la volatilisation. Les intensités relatives des raies spectrales ne sont plus alors les mêmes à tous les moments de la prise de vue, et les changements sont d'autant plus rapides que les poids de substances sur lesquels on opère sont plus petits. Or nous devions travailler avec de faibles prises d'essai, de $10^{mg}$, en général.

Après de nombreuses expériences, nous sommes parvenus à réaliser un ensemble de conditions, mécaniques et autres, qui permet d'obtenir des spectrogrammes dans lesquels l'intensité des raies est en relation très étroite et très constante avec la composition chimique des mélanges salins. On trouvera tous ces détails, faute de place ici, dans un Mémoire qui paraîtra ultérieurement.

Pour mesurer le noircissement des raies, nous nous servons d'un électromicrophotomètre enregistreur de Sannié, légèrement modifié de façon à pouvoir travailler avec des spectres d'un millimètre seulement de hauteur.

Les spectrogrammes ne présentent pas seulement des raies plus ou moins intenses, mais un fond continu, de sorte qu'on ne peut évaluer directement l'intensité de la raie du rubidium par rapport à celle donnée par une lampe à hydrogène pour une longueur d'onde voisine, servant d'étalon. Nous avons admis que le noircissement de la raie du rubidium était égal au noircissement global de la raie et du fond diminué du noircissement du fond, ce dernier étant mesuré dans les environs immédiats de la raie du rubidium. Cette manière de voir n'est vraie qu'en première approximation, mais on peut l'appliquer ici à une certaine condition. La densité optique d'une plaque photographique est liée à l'éclairement par une relation complexe traduite par les courbes de Hurter et Driffield (1). C'est à la condition d'utiliser la portion à peu près rectiligne de ces courbes que la manière de voir ci-dessus devient applicable.

Cette condition nécessaire n'est toutefois pas suffisante. Si l'on trace, en effet, la courbe de noircissement de la raie 4201,8 Å du rubidium en fonction du temps pour une exposition continue à ampérage constant, on observe que

(1) Voir à ce sujet H. Buisson et Ch. Fabry, *Revue d'Optique*, 3e annee, 1924, pp 1. à 27.

la courbe passe par un maximum qui ne correspond pas à la disparition progressive, puis totale du rubidium.

Si, au lieu de construire les courbes en utilisant une exposition continue, on les trace en faisant des expositions fractionnées et en additionnant ensuite les valeurs trouvées, on n'obtient pas les mêmes résultats : pour un temps total de pose, toutes les autres conditions restant les mêmes, le noircissement total de la raie du rubidium est d'autant plus élevé que les fractions d'exposition sont plus courtes.

Nous avons trouvé des conditions opératoires telles que le noircissement de la raie du rubidium plus du fond et celui du fond continu soient tous les deux dans la portion à peu près rectiligne des courbes de Hurter et Driffield, et, qu'en outre, leur différence ne change pas pour des variations considérables de la valeur du fond continu, ce qui rend possible l'établissement d'une méthode de dosage, bien que la comparaison avec la courbe de noircissement de la lampe à hydrogène n'ait pas de valeur en tant que mesure absolue.

L'étude de la variation du noircissement de la raie du rubidium en fonction du temps, en faisant des poses très courtes, montre que ce noircissement, que nous appellerons *instantané*, croît jusqu'à un certain temps $t^1$, reste à peu près constant jusqu'à un temps $t^2$, et décroît ensuite. Or, entre $t^1$ et $t^2$, le noircissement *instantané* du fond continu est sensiblement constant et minimum.

Avec notre appareillage et pour $10^{mg}$ d'un mélange de chlorures de potassium et de rubidium, par exemple, $t^1$ est d'environ 10 sec. et $t^2$ de 20 sec., si bien qu'en pratique des expositions fractionnées d'une durée de 5 secondes, rentrant dans les conditions indiquées plus haut et pouvant être facilement mesurée au $1/10^e$ de seconde près, convient parfaitement.

Nous traçons donc la courbe étalon en additionnant les noircissements de la raie du rubidium plus du fond diminuée du noircissement du fond pour deux poses faites entre la $10^e$ et la $15^e$ seconde, puis entre la $15^e$ et la $20^e$ seconde. Cette manière de procéder élimine les petites incertitudes dues à la mesure du temps zéro, compté à l'allumage, et forcément entaché d'une erreur sensible. La courbe n'a toute sa précision, avons-nous observé expérimentalement, que si le mélange de sel de rubidium et de sel potassique, ou sodique, est homogène. En pratique, l'homogénéité est obtenue en évaporant à sec une solution de sels de même anion.

La limite supérieure de la quantité de rubidium ainsi dosable est imposée par le fait que les conditions choisies obligent à rester pour le noircissement de la raie plus du fond dans la partie à peu près rectiligne de la courbe de Hurter et Driffield. Il nous est possible de doser dans $10^{mg}$, par exemple, d'un mélange de chlorures de potassium et de rubidium, depuis la quantité supérieure d'un demi-milligramme de rubidium jusqu'à la quantité inférieure de $0^{mg},0002$, l'erreur restant inférieure à 5 % entre $0^{mg},5$ et la quantité, encore bien minime, d'un millième seulement de milligramme.

## ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Mécanique en remplacement de M. *Louis de Broglie*, élu Secrétaire perpétuel pour les Sciences mathématiques.

Le nombre de votants étant 44,

| | | |
|---|---|---|
| M. Ernest Vessiot | obtient | 28 suffrages. |
| M. Henri Beghin | » | 15 » |
| M. Charles Platrier | » | 1 » |

M. **Ernest Vessiot**, ayant réuni la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Botanique en remplacement de M. *Henri Colin*, décédé.

Le nombre de votants étant 44, le scrutin donne les résultats suivants :

| | Nombre de suffrages. | |
|---|---|---|
| | 1er tour. | 2e tour. |
| M. René Souèges | 14 | 23 |
| M. Paul Guérin | 11 | 11 |
| M. Joseph Magrou | 10 | 8 |
| M. Raoul Combes | 4 | 1 |
| M. Pierre Allorge | 3 | 1 |
| M. Henri Humbert | 1 | |
| Bulletins blancs | 1 | |

M. **René Souèges**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement.

## CORRESPONDANCE.

CALCUL SYMBOLIQUE. — *Sur une propriété d'équations intégrales et intégro-différentielles du type de Volterra.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Joseph Pérès.

I. Considérons l'équation intégrale de seconde espèce

$$\mathrm{C}f(x)+\int_0^x f(\lambda)\mathrm{K}(x-\lambda)\,d\lambda=g(x), \tag{1}$$

où $\mathrm{K}(x)$ et $g(x)$ sont des fonctions connues, C une constante. Nous allons

montrer que, si l'on connaît la solution $f_1(x)$ de l'équation

$$(2)\qquad Cf(x)+\int_0^x f(\lambda)\mathrm{K}(x-\lambda)\,d\lambda=1,$$

qui se déduit de (1) en remplaçant $g(x)$ par l'unité, la solution de (1) est donnée par la relation

$$(3)\qquad f(x)=\frac{d}{dx}\int_0^x f_1(\lambda)g(x-\lambda)\,d\lambda.$$

Pour établir cette propriété nous utiliserons le calcul symbolique. Soient $\varphi(p)$, $\psi(p)$ et $\theta(p)$ les transformées de Laplace respectives des fonctions $f(x)$, $\mathrm{K}(x)$ et $g(x)$ (¹); l'équation transformée de (1) s'écrit

$$(4)\qquad \varphi(\mathrm{C}+\psi)=\theta.$$

La transformée de (2) s'écrit d'autre part

$$(5)\qquad \varphi_1(\mathrm{C}+\psi)=\frac{1}{p},$$

$\varphi_1(p)$ étant l'image de $f_1(x)$.

De (4) et (5) on tire

$$\varphi(p)=p\varphi_1(p)\theta(p).$$

En remontant aux originaux, compte tenu de la règle symbolique de dérivation et du théorème du produit, il vient

$$f(x)=\frac{d}{dx}\int_0^x f_1(\lambda)g(x-\lambda)\,d\lambda;$$

c'est la relation que l'on se proposait de démontrer.

Il est manifeste que la propriété que nous venons de signaler se retrouve pour les équations intégrales de première espèce déduites de (1) en faisant $\mathrm{C}=0$.

II. Considérons l'équation intégro-différentielle

$$(1')\qquad a_n f^{(n)}(x)+a_{n+1}f^{(n-1)}(x)+\ldots+a_0 f(x)+\int_0^x f(\lambda)\mathrm{K}(x-\lambda)\,d\lambda=g(x),$$

où $f(x)$ est une fonction à déterminer.

Si l'on connaît une solution $f_1(x)$, *s'annulant ainsi que ses* $n-1$ *premières dérivées pour* $x=0$, de l'équation

$$(2')\qquad a_n f^{(n)}(x)+a_{n-1}f^{(n-1)}(x)+\ldots+a_0 f(x)+\int_0^x f(\lambda)\mathrm{K}(x-\lambda)\,d\lambda=1,$$

une solution de (1'), *s'annulant ainsi que ses* $n-1$ *premières dérivées pour* $x=0$, est donnée par la relation

$$f(x)=\frac{d}{dx}\int_0^x f_1(\lambda)g(x-\lambda)\,d\lambda.$$

(¹) Nous adoptons pour définir la transformée $\varphi(p)$ d'une fonction $f(x)$ la relation

$$\varphi(p)=\int_0^\infty f(x)\,e^{-px}\,dx.$$

Avec les notations employées plus haut, les équations transformées de (1′) et (2′) s'écrivent

$$(a_n p^n + a_{n-1} p^{n-1} + \ldots + a_0)\varphi + \varphi\psi = 0$$

et

$$(a_n p^n + a_{n-1} p^{n-1} + \ldots + a_0)\varphi_1 + \varphi_1\psi = \frac{1}{p}.$$

En posant

$$P_n(p) = a_n p^n + \ldots + a_0,$$

on a

$$(P + \psi)\varphi_1 = \frac{1}{p}, \qquad (P + \psi)\varphi = 0,$$

d'où

$$\varphi(p) = p\varphi_1(p)\theta(p)$$

et par suite

$$f(x) = \frac{d}{dx}\int_0^x f_1(\lambda) g(x-\lambda)\, d\lambda.$$

Les énoncés précédents sont à rapprocher de celui que Carson a donné pour l'étude des réseaux électriques linéaires passifs; le second illustre plus particulièrement le lien qui existe entre les équations intégro-différentielles linéaires et les équations différentielles linéaires à coefficients constants.

GÉOMÉTRIE CINÉMATIQUE. — *Sur un engrenage d'angle à couples d'emboîtement.* Note de M. **Francis-Émile Myard**, présentée par M. Joseph Pérès.

Par un théorème sur les liaisons rotatives (1), j'ai montré que la liaison réciproque et continue de rotation, entre deux axes arbitraires dans l'espace, peut toujours être assurée au moyen de la combinaison de deux couples rotoïdes liés par un couple plan, et j'ai donné la fonction paramétrique définissant, à l'instant $t$, le rapport des vitesses

$$\rho = \cos^2\alpha\left[\frac{n}{m} + \frac{m}{n}\tan^2\alpha + \frac{h^2}{mn} - \frac{2h\tan\alpha}{n}\right].$$

Or il est facile de voir que, si l'on considère la liaison rotative entre deux axes principaux concourants ($h = 0$), et si chacun des deux couples rotoïdes de liaison est prévu de manière que son axe soit parallèle à l'axe principal auquel il est lié, et, si en plus la longueur des entre-axes est la même pour l'un et l'autre de ces ensembles $m/n = 1$, on a $\rho = 1$, c'est-à-dire l'homocinétisme; et il y a symétrie.

Et il est facile de voir également que, par tour complet de chaque axe principal, chaque couple rotoïde (lié par couple plan avec son conjugué) subit aussi une rotation relative égale à $2\pi$, mais suivant une loi identique à celle des axes principaux.

(1) *Comptes rendus*, **190**, 1930, p. 1491.

Dans ces conditions, on imagine donc très bien que, si, pour chacun des deux axes principaux, on prévoit un ensemble de $n$ couples rotoïdes uniformément répartis alentour de l'axe principal correspondant (donc, suivant une couronne de même rayon $r$), on aura une liaison surabondante qui, théoriquement, pourra être assurée entre les deux axes principaux au moyen, simultanément, des $n$ paires de couples rotoïdes liés par les $n$ couples plans correspondants (que ces couples plans soient réellement matérialisés, ou fictifs).

Supposons maintenant qu'indépendamment de tout cela, pour chacun des deux groupes de $n$ couples rotoïdes entourant chaque axe principal, les couples rotoïdes soient liés, entre eux, au moyen d'un anneau à $n$ manivelles formant bielle étoilée d'accouplement. De ce fait les $n$ couples rotoïdes afférents à chaque axe principal auront, constamment, la même vitesse angulaire. Dès lors, et à la limite, il suffira qu'au moins une seule paire de couples rotoïdes conjugués possède la liaison par un couple plan matériellement et tangiblement réalisé (système à tenon et mortaise) pour que les $n-1$ autres couples rotoïdes afférents, respectivement, à l'un et à l'autre des deux axes principaux prennent, sous l'effet de la rotation homocinétique de ceux-ci, une rotation identique à celle qu'ils auraient s'ils étaient, deux à deux, conjugués par couple plan réel (c'est-à-dire, liés deux à deux, effectivement et matériellement, par tenon et mortaise).

Donc il y aura une continuité absolue de transmission, quoique la fonction réelle et matérielle des couples rotoïdes successifs, deux à deux conjugués, se trouve, lors de chaque tour, périodiquement interrompue pendant une portion du chemin circulaire parcouru; et cela du fait que les tenons et mortaises conjugués (formant les couples plans) ont des dimensions limitées, ces mêmes éléments conjugués revenant (après séparation dans la zone d'éloignement maximum) en contact tangentiel dès que les deux couples rotoïdes correspondants repassent par la position de rapprochement maximum.

Et cette continuité subsistera quelle que soit l'obliquité existant entre les deux axes principaux (celle-ci pouvant, elle-même, varier pendant le mouvement rotatif de l'ensemble).

Un modèle d'essai a montré le parfait fonctionnement d'un tel mécanisme qui constitue, ainsi, un engrenage d'angle à couples d'emboîtement (donc, à contacts en surfaces) et transmission homocinétique, avec angle d'attaque variable. Pratiquement, grâce à ces contacts en surfaces (permettant de très fortes pressions) et à la possibilité de monter les couples rotoïdes avec roulements à aiguilles, un tel engrenage est susceptible de transmettre des couples extrêmement élevés, bien supérieurs à ceux que tolèrent les engrenages classiques coniques de même encombrement, en ayant, de plus, sur ceux-ci, l'avantage de faire que, même durant le mouvement, les deux arbres liés, rotativement, peuvent être à obliquité variable.

ASTRONOMIE. — *Sur une propriété des orbites planétaires.* Note de M. **Fernand Prunier**, présentée par M. Ernest Esclangon.

Nous avons déjà montré [1] qu'entre les nombres $m$, rapports des masses des planètes à la masse de la Terre, et les nombres $a$, rapports des demi-grands axes des orbites des planètes au demi-grand axe de l'écliptique, existait une relation empirique faisant intervenir des carrés de nombres entiers, ainsi d'ailleurs que les excentricités des orbites et également, quoique de façon peu sensible, les inclinaisons des plans d'orbite sur un certain plan moyen. Nous avons tiré de cette relation des conclusions permettant de rapprocher cette propriété de celle des valeurs discrètes des éléments des orbites des électrons dans les atomes.

Nous allons signaler que, si l'on considère maintenant les rapports $m/a$, on constate l'existence d'une propriété analogue. Les valeurs de ces rapports sont, pour les diverses planètes de Mercure à Neptune, les suivantes, d'après les valeurs de $m$ et de $a$ que donne l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* :

0,144; 1,13; 1; 0,0708; 61,20; 9,96; 0,758; 0,573.

On constate que le rapport de 0,573 (Neptune) à 0,144 (Mercure) est quasi exactement égal à 4; que celui de 1,13 (Vénus) à 0,0708 (Mars) est presque exactement égal à 16; que celui de 9,96 (Saturne) à 1,13 (Vénus) est voisin de 9; que celui de 61,20 (Jupiter) à 0,758 (Uranus) est presque exactement égal à $81 = 9^2$; et, de plus, que celui de 61,20 (Jupiter) à 9,96 (Saturne) est très voisin de $25/4 = (5/2)^2$.

Or tous les rapports que l'on peut former avec les diverses valeurs de $m/a$ peuvent s'exprimer à l'aide de sept d'entre eux indépendants, que l'on peut appeler rapports principaux. On peut prendre comme rapports principaux d'abord les cinq rapports ci-dessus, particulièrement simples et suggestifs; puis deux autres rapports que l'on choisira parmi ceux qui sont les plus voisins de rapports exacts simples de carrés parfaits : nous prendrons celui de Vénus à la Terre, soit $(17/16)^2$ presque exactement, et celui de Jupiter à Neptune, soit $(31/3)^2$, avec une erreur extrêmement petite aussi. A l'aide de ces sept rapports principaux, tous les rapports des $m/a$ s'expriment soit par des carrés parfaits, soit par des rapports simples de carrés parfaits, soit enfin par le produit d'un petit nombre de ces rapports simples de carrés parfaits.

Citons, en particulier, parmi ces rapports-conséquences, celui de Saturne à Mars, soit sensiblement $12^2$, et celui de Saturne à Uranus, soit $(18/5)^2$ sensiblement aussi.

L'examen des quatre gros satellites de Jupiter donne des résultats analogues. Avec les valeurs que donne pour $m$ et $a$ de chacun de ces satellites l'*Annuaire*

(1) *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 534.

*du Bureau des Longitudes*, on trouve que le rapport de $m/a$ pour I à $m/a$ pour III est presque exactement $(6/5)^2$ ; celui de II à IV est exactement $(5/4)^2$ ; celui de III à II et celui de I à II, un peu moins approchés, sont voisins respectivement de $(10/7)^2$ et de $(12/7)^2$. Le système des satellites I à VI de Saturne, dont l'*Annuaire* donne des valeurs approchées pour les masses, conduit aussi à des résultats analogues.

L'ensemble de ces résultats est digne de remarque ; on note d'ailleurs que les rapports des $m/a$ entre eux sont les rapports des énergies des planètes entre elles.

Au lieu des énergies, considérons maintenant les moments des quantités de mouvement, qui sont très sensiblement entre eux comme les $m\sqrt{a}$. On calcule que les valeurs de $m\sqrt{a}$ sont, pour les diverses planètes de Mercure à Neptune :

0,0348 ; 0,695 ; 1 ; 0,1334 ; 726,180 ; 294,325 ; 64,093 ; 94,820.

On déduit de là certains rapports intéressants. Ce sont, dans le groupe de Mercure à Mars :

celui de Vénus à Mercure, soit presque exactement 20 ;
» Vénus à la Terre, très voisin de 7/10 ;
» la Terre à Mars, soit exactement 15/2.

Dans le groupe de Jupiter à Neptune, on trouve :

celui de Jupiter à Uranus, soit exactement 34/3 ;
» Jupiter à Neptune, très voisin de 23/3 ;
» Saturne à Uranus, très voisin de 23/5.

Pour les quatre gros satellites de Jupiter, on trouve, en allant de I à IV, les valeurs suivantes des $m\sqrt{a}$ :

109,35 ; 76,75 ; 309,60 ; 231,05.

Les rapports des valeurs trouvées pour I, III et IV à celle trouvée pour II sont respectivement :

11/7, à 0,003 près ; 4,03 et 3,01.

On a aussi des résultats intéressants dans le même ordre d'idées avec les six satellites I à VI de Saturne.

On peut donc dire que les moments des quantités de mouvement sont entre eux dans des rapports entiers ou fractionnaires assez simples.

On a encore, mais de façon moins directe et un peu moins nette, des résultats analogues avec les petites planètes, tant pour $m/a$ que pour $m\sqrt{a}$.

Enfin, si l'on désigne par T la durée de la rotation propre de chaque planète sur elle-même, par $d$ son diamètre, et par $\varphi$ l'angle de son axe de rotation avec la perpendiculaire au plan moyen rappelé plus haut et qui est voisin du plan de l'écliptique, on constate que chacune des expressions $\mathrm{T}d/\sqrt{a}$, $\mathrm{T}\sqrt{a}\cos\varphi$, $d/a\cos\varphi$ possède la propriété suivante : sa valeur pour les diverses planètes est à sa valeur pour la Terre dans un rapport simple, et souvent très simple.

ACOUSTIQUE. — *Mesure des constantes élastiques des matériaux par un procédé acoustique*. Note [1] de M. **Robert Cabarat**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le module d'élasticité E et le module de torsion $\mu$ de la plupart des substances solides peuvent être mesurés en déterminant la fréquence propre pour la vibration longitudinale et pour la vibration de torsion des éprouvettes. Basé sur le procédé électrostatique de P. Grivet [2] pour l'entretien des vibrations dans les verges, le montage que nous avons utilisé convient parfaitement pour produire, soit des vibrations longitudinales, soit des vibrations de torsion et mesurer avec une grande précision dans les deux cas la fréquence propre d'une éprouvette cylindrique. On opère sur des éprouvettes d'une longueur de l'ordre de $200^{mm}$ et d'un diamètre de $10^{mm}$. Les substances étudiées peuvent être aussi bien isolantes que conductrices.

L'éprouvette cylindrique est fixée en son milieu par trois aiguilles d'acier trempé qui la maintiennent verticalement entre deux électrodes ajustables A et B. L'électrode A reçoit la tension amplifiée d'un générateur hétérodyne basse fréquence et exerce une attraction électrostatique périodique sur l'éprouvette, produisant ainsi dans celle-ci des vibrations longitudinales. L'autre, B, sert de microphone électrostatique. Les tensions produites par le déplacement de l'éprouvette sont enregistrées après amplification sur un oscilloscope cathodique.

L'éprouvette doit être au potentiel du sol. Si la substance étudiée est isolante, on la recouvre d'un enduit conducteur (argenture chimique, aluminure par évaporation etc.) d'épaisseur assez faible pour ne pas modifier appréciablement les phénomènes.

L'amplitude des vibrations de l'éprouvette n'est notable que si la période des vibrations électriques est égale à la période propre de l'éprouvette. On fait varier la fréquence de la tension appliquée entre l'électrode A et la terre, en agissant sur le condensateur variable du générateur basse fréquence jusqu'à ce qu'il y ait résonance : l'amplitude des vibrations enregistrées sur l'oscilloscope passe alors par un maximum.

La capacité du microphone électrostatique constitué par l'extrémité de l'éprouvette et l'électrode B étant très faible (quelques $\mu\mu$F), il est indispensable, si l'on veut avoir une grande sensibilité, de rendre la connexion entre la grille et l'électrode du microphone aussi courte que possible.

Pour l'excitation et la mesure des vibrations de torsion, une petite plaque est collée ou soudée suivant un diamètre à chaque extrémité de l'éprouvette. Deux électrodes ajustables en regard des plaques jouent le rôle des électrodes A

---

[1] Séance du 22 novembre 1943.

[2] *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 231.

et B du montage précédent. En plus des vibrations de torsion, il peut se produire des vibrations transversales; pour diminuer l'importance de ces dernières, il est nécessaire de souder les plaques à angle droit. Pour identifier les deux genres de vibrations, on compare les fréquences propres d'éprouvettes de même nature mais de diamètre différent. Seules les fréquences propres des vibrations de torsion sont indépendantes du diamètre. Nous avons vérifié expérimentalement que l'influence de la masse des plaques sur la fréquence propre des vibrations de torsion était négligeable devant l'ordre de grandeur des erreurs commises.

Nous avons mesuré les constantes élastiques E et $\mu$ d'un certain nombre de métaux et de verres. Les mesures ont été faites à la température ordinaire sur des éprouvettes cylindriques de 7 à $10^{mm}$ de diamètre et 200 à $250^{mm}$ de longueur. Le tableau ci-après résume les résultats obtenus :

*a. Conducteurs.*

| | Laiton ([a]). | Aluminium ([b]). | Acier dur. |
|---|---|---|---|
| E(Kg/mm²) | 10290 | 7520 | 20900 |
| $\mu$ » | 3760 | 2880 | 7950 |
| Coefficient de Poisson $[\sigma = (E/2\mu) - 1]$ | 0,368 | 0,300 | 0,314 |

([a]) à 60 % de cuivre; ([b]) du commerce.

*b. Verres.*

| | Cristal. | Pyrex. | Verre G 702 P. |
|---|---|---|---|
| E(kg/mm²) | 5990 | 7010 | 6250 |

La fréquence propre peut être déterminée à $\pm 1$ période (soit une erreur relative de $1.10^{-4}$). La longueur de l'éprouvette étant déterminée à $\pm 5$ microns (soit une erreur relative de l'ordre de $3.10^{-5}$) et la densité avec une erreur relative de $5.10^{-4}$, la précision dans les mesures de E et $\mu$ est de l'ordre de $\pm 0,07$ %.

Des expériences sont en cours avec ce dispositif pour l'étude des variations des constantes élastiques en fonction de divers paramètres (température, aimantation, orientation des axes cristallins pour le cas d'une éprouvette monocristalline). Nous espérons aussi, à l'aide de ce montage, déterminer la valeur du frottement interne.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Quelques principes aidant au calcul des cavités électromagnétiques.* Note de M. **Jean Bernier**, présentée par M. Joseph Bethenod.

1. *Principe de similitude.* — Si toutes les dimensions géométriques d'une cavité sont multipliées par $m$, les longueurs d'onde propres se trouvent multipliées par $m$. Des formules accompagnant la définition donnée dans une

précédente Note des constantes d'une cavité vue d'un certain chemin ([1]), il résulte immédiatement que pour chaque mode de vibration, le coefficient de self-induction et la capacité sont multipliés par $m$, tandis que la résistance parallèle est divisée par $\sqrt{m}$ et que le coefficient de mutuelle induction par *centimètre carré de boucle de couplage* est divisé par $m$.

2. *Principe de symétrie.* — Si la paroi S d'une cavité $C_1$ contient un élément plan $\Sigma$, la cavité *double* $C_2$, dont la paroi serait formée de S et de la symétrique S′ par rapport à $\Sigma$ (supposée toute à l'extérieur de S) et dans laquelle on aurait supprimé l'élément commun $\Sigma$, possède des modes de vibration qui se déduisent de ceux de la cavité initiale par symétrie, et auxquels par suite correspondent les mêmes fréquences propres ([2]).

Ce principe de symétrie se généralise aisément dans le cas où la paroi contiendrait plusieurs éléments plans.

3. *Principe des trajectoires orthogonales.* — Dans une cavité excitée selon une certaine vibration fondamentale, on peut, sans changer la fréquence propre correspondante, matérialiser en la rendant infiniment conductrice toute surface trajectoire orthogonale des lignes de forces du champ électrique (surface qui s'appuie d'ailleurs sur les lignes nodales du champ électrique), ou bien encore rendre infiniment conductrice toute surface nodale du champ électrique, s'il en existe.

4. *Variations des fréquences propres produites par de petites déformations de la paroi.* — Grâce à l'équivalence qui existe entre deux des équations de Maxwell et un principe de minimum analogue au principe de moindre action de la mécanique, l'étude des fréquences propres et des champs fondamentaux d'une cavité peut être faite à l'aide des méthodes du calcul des variations. On pourrait déterminer ainsi la relation qui existe entre de petites déformations de la paroi et les variations correspondantes des fréquences propres. J'établirai ici directement ce résultat en m'appuyant sur des théorèmes connus de la thermodynamique.

La cavité est un système multipériodique : d'après la formule de Boltzmann, pour de tels systèmes on a, dans toute transformation adiabatique,

$$\sum_{\nu} \frac{1}{T_{\nu}} \delta(\overline{W}_{\nu} T_{\nu}) = 0, \tag{1}$$

où $T_{\nu}$ est la période d'une vibration fondamentale et $\overline{W}_{\nu}$ la valeur moyenne (dans une quasi-période) de son énergie magnétique.

---

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 424.

([2]) Les constantes de $C_2$ autres que la résistance se déduisent aisément de celles de $C_1$. Le principe de symétrie ne peut donner qu'un renseignement qualitatif sur les résistances : entre les coefficients de surtensions $S_2$ et $S_1$ on a en effet l'inégalité $S_2 > S_1$, puisque les pertes dans $\Sigma$ sont supprimées.

Mais le champ électromagnétique à l'intérieur de la cavité exerce sur la paroi une action mécanique, appelée pression de radiation, due aux forces appliquées aux charges électriques intérieures au métal. Supposant que la constante diélectrique du milieu est égale à 1 et que la paroi est infiniment conductrice, cette pression est

$$\vec{p} = \frac{1}{8\pi}(H^2 - E^2)\vec{n} \text{ dynes/cm}^2,$$

où $\vec{n}$ est la normale unitaire à la paroi dirigée vers l'extérieur, et où H et E sont exprimés en unités mixtes de Gauss C.G.S. Si l'on déforme légèrement la paroi, la variation de l'énergie interne de la cavité n'est due qu'au travail mécanique accompli par la pression de radiation, soit

$$(2) \qquad \delta W = -\int_{\delta V} \vec{p}.\vec{dn}\, d\sigma,$$

où $\delta V$ est la variation (algébrique) du volume de la cavité.

Supposons maintenant le système non dégénéré (c'est-à-dire les fréquences propres distinctes et non commensurables), ce qui a lieu en général; alors pour chaque vibration fondamentale on doit avoir

$$\delta(\overline{W}_\nu T_\nu) = 0,$$

et d'autre part, faisant la moyenne de (2) dans une quasi-période $\nu$, on trouve

$$(4) \qquad \delta\overline{W}_\nu = -\int_{\delta V} \overline{p}_\nu\, dn\, d\sigma = -\int_{\delta V} \overline{p}_\nu\, d\tau \qquad \text{avec } \overline{p}_\nu = \frac{1}{16\pi}(H_\nu^2 - E_\nu^2)$$

(dans cette expression $H_\nu$ et $E_\nu$ sont les *amplitudes* des vecteurs champs de l'oscillation $\nu$).

On en déduit

$$(5) \qquad \frac{\delta T_\nu}{T_\nu} = -\frac{\delta\omega_\nu}{\omega_\nu} = \frac{1}{2}\,\frac{\int_{\delta V}(H_\nu^2 - E_\nu^2)\, d\tau}{\int_V H_\nu^2\, d\tau}.$$

En particulier à une *diminution* locale du volume de la cavité correspondra une *augmentation* de fréquence propre si $H > E$, et une *diminution* si $H < E$ en ce point. Lorsque la paroi est une surface nodale du champ électrique (c'est-à-dire pour les vibrations du type magnétique), à toute déformation vers l'intérieur de la cavité correspond une augmentation de fréquence propre.

Remarquons encore que les trajectoires orthogonales du paragraphe 3 sont des surfaces telles que $\int_S \overline{p}_\nu\, d\sigma = 0$.

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Réflexion* totale *sur les couches minces*. Note ([1]) de M. **René de Malleman**, présentée par M. Aimé Cotton.

L'analyse de la lumière elliptique réfléchie sous diverses incidences par une couche-plan parallèle, isotrope, d'indice $\nu$, d'épaisseur $e$ comprise entre quelques angströms et quelques microns, montre la parfaite *continuité* des phénomènes au passage par l'angle limite sur la couche. (On suppose celle-ci comprise entre deux milieux isotropes d'indices quelconques N et $n$, la lumière se réfléchissant dans le milieu d'indice $N > \nu$.) On admettait généralement que la différence de phase $\Delta$ des composantes principales devient égale à $\pi$ pour l'angle de réflexion *totale*. Cette manière de voir est inexacte : en fait l'ellipticité conserve une valeur *finie*, fonction de *l'épaisseur optique* de la couche et des *indices* des milieux qui la bordent.

Le calcul des retards $\Delta_1$ et $\Delta_2$, pour l'angle limite L, a pu être effectué de deux manières :

1° en partant des formules connues, exprimant les interférences dues à des lames plan-parallèles, tenu compte des *réflexions multiples* : on considère donc la réflexion sous des angles *inférieurs* à L, et l'on cherche la limite de rapports dont les deux termes tendent vers zéro, quand $i$ tend vers L;

2° en reprenant la théorie de la couche à partir des *ondes évanescentes*, c'est-à-dire en calculant les phénomènes pour des angles *supérieurs* à L.

Les deux méthodes conduisent bien aux mêmes expressions, comme l'exige la *continuité*, d'accord avec l'expérience; au surplus la démonstration de cette condition essentielle constitue une vérification de calculs un peu délicats.

En posant

$$k = \frac{4\pi\nu e}{\lambda},$$

on trouve ainsi, pour la réflexion *sous l'angle limite* sur la *couche* ($\sin i = \nu/N$),

$$\operatorname{tang}\Delta_1 = \frac{k \operatorname{tang} i}{\operatorname{tang}^2 r - \operatorname{tang}^2 i + \frac{k^2}{4}} = -\frac{4k\nu(n^2 - \nu^2)\sqrt{N^2 - \nu^2}}{4\nu^2(n^2 - N^2) + k^2(n^2 - \nu^2)(N^2 - \nu^2)},$$

$$\operatorname{tang}\Delta_2 = \frac{k \operatorname{tang} i}{\sin^2 i \left\{ (\cot^2 i - \cot^2 r)(1 - \operatorname{tang}^2 i \operatorname{tang}^2 r - \frac{k^2}{4} \right\}} = -\frac{4k\frac{N^2}{\nu}(n^2 - \nu^2)\sqrt{N^2 - \nu^2}}{4\nu^2(n^2 - N^2) + k^2(n^2 - \nu^2(N^2 - \nu^2)}.$$

Le décalage $\Delta = \Delta_1 - \Delta_2$ des composantes principales s'annule pour une couche infiniment mince ($k = 0$), et aussi pour une couche d'épaisseur *macroscopique* ($k$ grand), ainsi que dans les deux cas $N = \nu$, $n = \nu$.

Les expressions se simplifient pour une couche entre milieux *de même*

([1]) Séance du 27 septembre 1943.

*indice* ($N=n$):

$$\operatorname{tang}\Delta_1 = -\frac{4\operatorname{tang} i}{k} = -\frac{4\nu}{k\sqrt{N^2-\nu^2}},$$

$$\operatorname{tang}\Delta_2 = -\frac{4\operatorname{tang} i}{k\sin^2 i} = -\frac{4N^2}{k\nu\sqrt{N^2-\nu^2}}.$$

Les deux méthodes donnent aussi les amplitudes

$$A_1^2 = \frac{(\operatorname{tang} r - \operatorname{tang} i)^2 + \frac{k^2}{4}}{(\operatorname{tang} r + \operatorname{tang} i)^2 + \frac{k^2}{4}} = \frac{\left\{\frac{\nu}{\sqrt{n^2-\nu^2}} - \frac{\nu}{\sqrt{N^2-\nu^2}}\right\}^2 + \frac{k^2}{4}}{\left\{\frac{\nu}{\sqrt{n^2-\nu^2}} + \frac{\nu}{\sqrt{N^2-\nu^2}}\right\}^2 + \frac{k^2}{4}},$$

$$A_2^2 = \frac{(\operatorname{tang} r - \operatorname{tang} i)^2(\cot r \cot i - 1)^2 + \frac{k^2}{4}}{(\operatorname{tang} r + \operatorname{tang} i)^2(\cot r \cot i + 1)^2 + \frac{k^2}{4}} = \frac{\left\{\frac{1}{\sqrt{n^2-\nu^2}} - \frac{1}{\sqrt{N^2-\nu^2}}\right\}^2\left\{\nu - \frac{\sqrt{(N^2-\nu^2)(n^2-\nu^2)}}{\nu}\right\}^2 + \frac{k^2}{4}}{\left\{\frac{1}{\sqrt{n^2-\nu^2}} + \frac{1}{\sqrt{N^2-\nu^2}}\right\}^2\left\{\nu + \frac{\sqrt{(N^2-\nu^2)(n^2-\nu^2)}}{\nu}\right\}^2 + \frac{k^2}{4}}.$$

Dans le cas de deux milieux optiquement identiques ($N=n$), on a simplement

$$\operatorname{tang}^2\Phi = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^2 = \frac{4N^4 + (N^2-\nu^2)\nu^2\frac{k^2}{4}}{4\nu^4 + (N^2-\nu^2)\nu^2\frac{k^2}{4}}.$$

Les formules précédentes sont remarquablement vérifiées par l'expérience. Des mesures très soignées ont été faites par F. Suhner, à partir d'une couche artificiellement formée sur un prisme de flint ($n$ 1,571).

L'épaisseur optique de la couche ($4\nu e = 0^{\mu},582$, $\nu = 1,460$) avait été préalablement déterminée par la méthode générale, décrite antérieurement.

Quand le prisme est immergé dans un liquide d'indice N 1,571, on trouve, conformément à la théorie, que l'ellipticité (maximum), *nulle pour l'incidence principale* ($I = 42°54'$), croît ensuite (à peu près linéairement), sans manifester la moindre discontinuité à l'angle limite ($I_L = 68°26'$).

Pour cet angle, on a

| | Calculé. | Mesuré. |
|---|---|---|
| Ellipticité $\gamma_m$ | 1°11′ | 1°12′ |
| Azimut $\Phi$ | 48°52′ | 48°53′ |

Cet accord, presque parfait, confirme la précision et la portée de la méthode proposée pour l'étude optique des couches superficielles d'épaisseur quelconque.

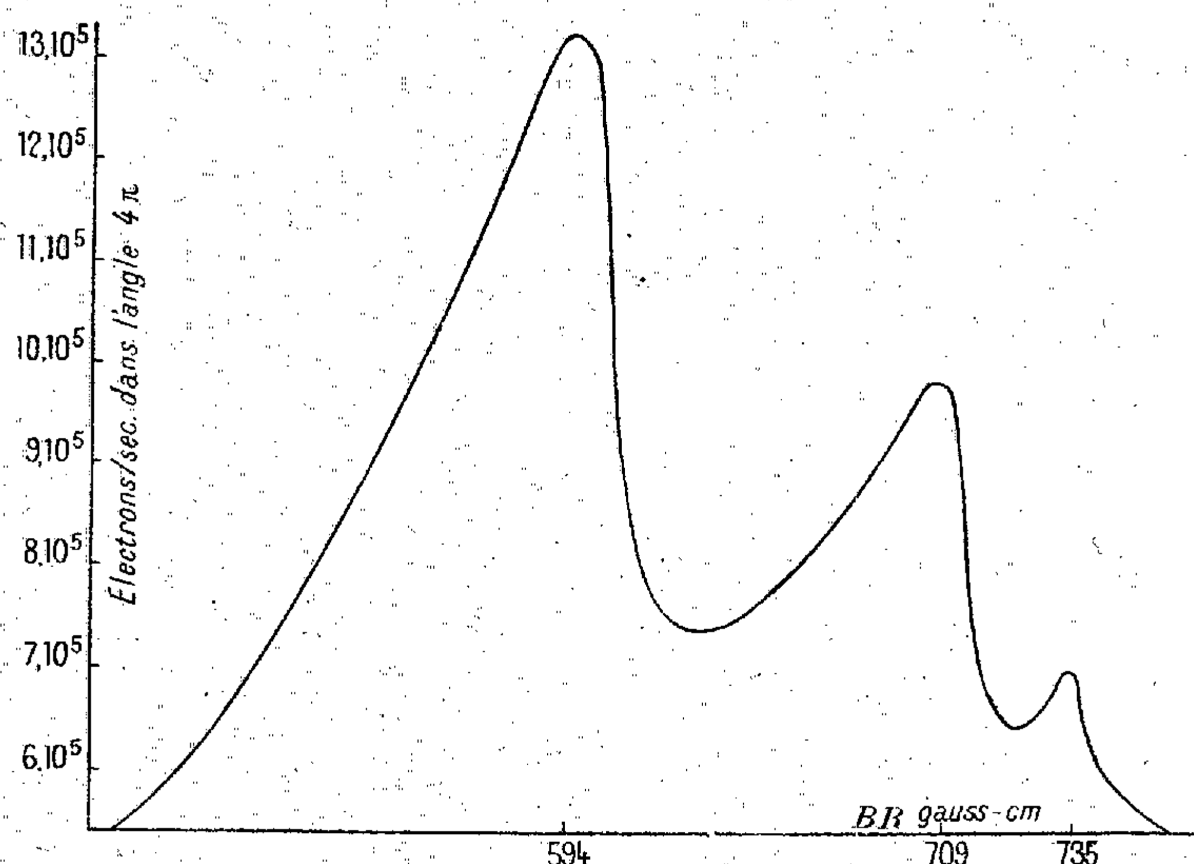
Les mesures faites à partir du bromonaphtalène (N 1,666) ont permis de contrôler les formules *générales*, indiquées plus haut. (Dans ce cas $\gamma_m = 3°55'$, $\Phi = 51°$.)

La transmission de la lumière par l'intermédiaire des *ondes évanescentes*, formées dans la couche, est très nettement visible.

RADIOACTIVITÉ. — *Intensité absolue des électrons de conversion de* RaD. Note (¹) de MM. **Ouang Te-Tchao**, **Jean Surugue** et **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La désintégration de RaD s'accompagne d'un rayonnement γ de 46,7 ekV donnant lieu au phénomène de conversion interne (²).

Utilisant la méthode de spectrographie magnétique des rayons β par focalisation semi-circulaire, nous avons déterminé l'intensité absolue des électrons de conversion de ce rayonnement en les recueillant dans un cylindre de Faraday relié à un électromètre Hoffmann. Le champ magnétique, produit par le grand aimant permanent de l'Institut du Radium, étant constant, le spectre était exploré en déplaçant la source dans l'appareil. Celui-ci est construit en matériaux légers (Al et Mg), sauf une protection de plomb entourant le cylindre de Faraday, elle-même masquée par de l'aluminium, afin de réduire le plus possible la réflexion et la diffusion des électrons. La source était constituée surtout par du nitrate de plomb ($0^{mg},3$ pour une intensité de




1,1 millicurie). Elle était disposée dans une rigole creusée dans une lame de plexiglas. La réflexion des électrons sur les éléments légers composant cette matière est faible : en extrapolant les valeurs du coefficient de réflexion données par Schonland (³), on trouve qu'il doit être ici de l'ordre de 0,05.

La matière de la source (densité superficielle d'environ 3 mg/cm²) produisait

---

(¹) Séance du 8 novembre 1943.

(²) Curtiss, *Phys. Rev.*, **27**, 1926, p. 257.

(³) *Proc. Roy. Soc.*, **108**, 1925, p. 187.

un très grand élargissement des raies, mais cela n'affecte guère la mesure de leur intensité, en tenant compte de la queue très longue de chacune d'elles. La courbe représente les courants mesurés pour un intervalle $\Delta(BR)=22,5$ gauss-cm. Les dimensions géométriques étaient les suivantes : diaphragme de $6^{mm}$ à $14^{mm}$ de la source; largeur de la fente au-dessus du cylindre collecteur, $3^{mm}$; longueur, $7^{mm}$; valeur de l'induction magnétique, 150 gauss.

Le courant recueilli était d'environ 1000 él./sec. en dehors des raies et de 2800 él./sec. pour le maximum correspondant à la raie la plus intense, l'angle solide étant pour cette position de 0,028 stéradian. Les résultats, comparés avec ceux des auteurs précédents, sont rassemblés dans le tableau. Les valeurs des énergies sont celles de Curtiss, récemment confirmées par diffraction cristalline et par absorption sélective ([4]).

| | | | Intensité | |
|---|---|---|---|---|
| BR. | Énergie en ekV. | Origine. | en électrons par désintégration. | photographique (Curtiss). |
| 594 | 30,3 | $L_1$ | 0,082 | 50 |
| 600 | 30,9 | $L_2$ | | 3 |
| 709 | 42,7 | $M_1$ | 0,037 | 25 |
| 735 | 45,8 | $N_1$ | 0,005 | 10 |
| 742 | 46,6 | | | 1 |

D'après des mesures récentes de l'un de nous ([4]), le nombre de photons émis est, au lieu de 0,038, valeur indiquée précédemment, 0,034 par désintégration, en adoptant $21,3 \pm 0,8$ e kV pour l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire d'ions dans le xénon ([5]). Cela donne comme valeurs du coefficient de conversion interne $N_{él}/N_\gamma$ : 2,4 pour les niveaux L, 1,1 pour le niveau M et 0,13 pour le niveau N.

Dans la détermination du nombre des photons, on n'a pas tenu compte du rayonnement faible de 32 e kV trouvé par Frilley, les coefficients de conversion interne réels doivent donc être un peu supérieurs aux valeurs données.

Les calculs théoriques de Fisk ([6]) donnent 1,8 et 2,9 pour le niveau L, suivant qu'il s'agit d'une radiation dipôle ou quadripôle. Le manque de précision des mesures, en particulier pour les rayons $\gamma$, ne permet pas de choisir d'une façon certaine entre les deux radiations, mais la valeur trouvée semble plus voisine de celle qui correspond à un rayonnement quadripôle.

Nous avons cherché à mettre en évidence par photographie le rayonnement $\gamma$ de 42 e kV indiqué par Amaldi et Rasetti ([7]) et retrouvé par Tsien (*loc. cit.*); il doit être 12 fois moins intense que le rayonnement principal, et, à cause de l'élargissement des raies, il a été impossible de discerner les raies faibles.

([4]) Tsien, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 765.
([5]) Walbridge, *Phys. Rev.*, **60**, 1941, p. 832.
([6]) *Proc. Roy. Soc.*, **143**, 1933, p. 674.
([7]) *Ricerca Scientifica*, **10**, 1939, p. 111.

Nos résultats ne sont pas du tout en accord avec ceux de Stahel ([8]), qui avait conclu que chaque désintégration laisse le noyau dans un état excité à 46,7 ekV, puisque nous trouvons ici seulement une probabilité d'excitation d'environ 0,15, mais nous confirmons un travail de Lee et Libby ([9]) indiquant une émission de 0,05 à 0,10 électron de conversion par désintégration.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Titrage potentiométrique différentiel* (*Comparaison du montage à électrode en verre avec le montage à électrodes à hydrogène*). Note de M. **Léon Giraut-Erler**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avions comparé ([1]) les courbes obtenues avec le montage à électrodes à hydrogène avec les courbes théoriques obtenues à partir de formules calculées par nous. Nous avions montré que les courbes réelles sont très voisines des courbes théoriques. Dans la présente Note nous comparons à ces courbes réelles obtenues avec les électrodes à hydrogène les courbes obtenues avec l'électrode en verre de Païc ([2]).

I. *Influence de la différence de marche* $\Delta v$ *des deux burettes.* — Les courbes montrant l'influence de $\Delta v$ lorsqu'on utilise des électrodes à hydrogène se trouvent à la figure 1 d'une Note précédente ([1]). La figure 1 de la présente

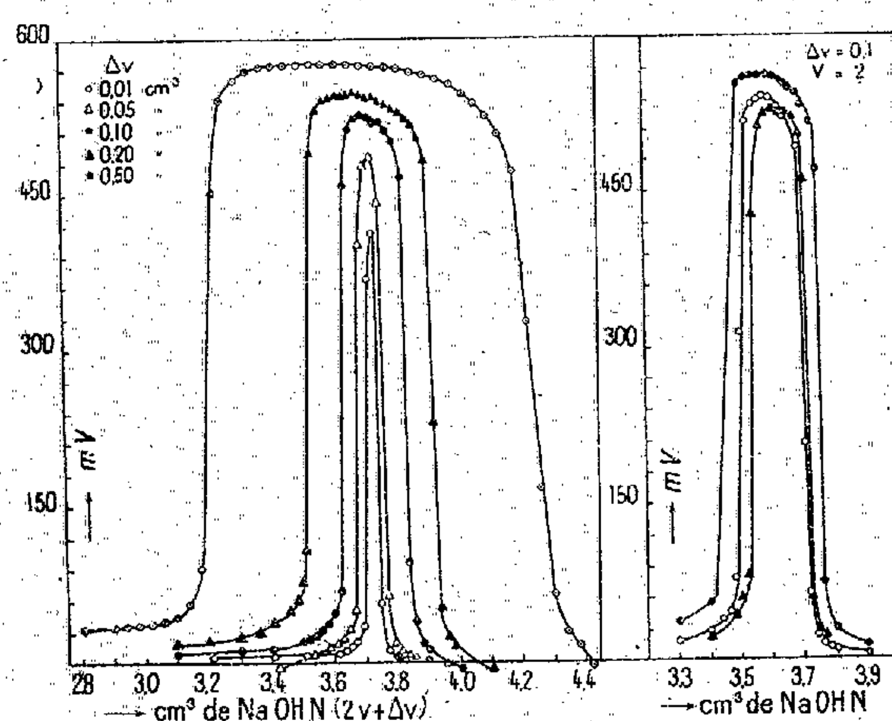


Fig. 1. Fig. 2.

Note montre, à la même échelle, les courbes correspondantes obtenues avec l'électrode en verre dans les mêmes conditions de concentration. Nous avons titré chaque fois $2^{cm^3} + 2^{cm^3}$ de HCl $\approx$ N par NaOH $\approx$ N, c'est-à-dire que $V = 2^{cm^3}$.

---

([8]) *Zeits. für Phys.*, 68, 1931, p. 1; *Helv. Phys. Acta*, 8, 1935, p. 651.
([9]) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 252.

([1]) *Comptes rendus*, 208, 1939, pp. 1220 et 1399.
([2]) *Ibid.*, 207, 1938, p. 151.

On constate que :

1° le maximum d'une courbe obtenue avec l'électrode en verre est toujours très sensiblement inférieur à celui de la courbe correspondante obtenue avec les électrodes à hydrogène;

2° la différence entre un maximum obtenu avec l'électrode en verre et le maximum correspondant obtenu avec les électrodes à hydrogène diminue avec $\Delta v$;

3° les courbes sont moins symétriques avec l'électrode en verre qu'avec les électrodes à hydrogène. Le maximum se trouve de plus en plus à gauche à mesure que $\Delta v$ augmente. Il en résulte que, si $\Delta v$ est trop grand, les abscisses des maxima ne coïncident plus avec la fin du titrage. *Il faut donc opérer avec des $\Delta v$ faibles* (ou, d'une façon plus précise, *avec des $\Delta v/V$ de l'ordre de 1/200 à 5/200*), qui, s'ils ne donnent pas les maxima les plus élevés, donnent les maxima les plus nets et les titrages les plus exacts et les plus faciles à lire.

Nous avons constaté aussi que :

4° les hauteurs des maxima obtenus avec l'électrode en verre varient d'une façon assez sensible d'une expérience à l'autre, mais *leurs abscisses ne varient pour ainsi dire pas* (*fig.* 2).

Les différences observées, d'une part entre les résultats obtenus avec le montage à électrodes à hydrogène et celui à électrode en verre et d'autre part entre ceux obtenus avec une même électrode en verre ou des électrodes en verre différentes, sont dues :

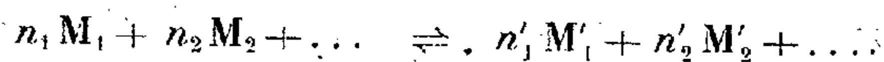
*a.* à l'attaque de la membrane de verre spécial mou aux pH relativement élevés (d'où l'asymétrie des courbes lorsque $\Delta v/V$ dépasse 5/100);

*b.* à ce que le coefficient de Nernst $\Delta E/\Delta pH$ des électrodes à hydrogène est rarement identique au coefficient correspondant de l'électrode en verre;

*c.* pour plus faible part, aux différences entre les membranes de verre d'une électrode à l'autre.

PHYSICOCHIMIE. — *Influence d'un solvant sur l'énergie libre d'une réaction.* Note de M. **Félix Michaud**, présentée par M. Charles Fabry.

Soient $p_1, p_2, \ldots, p'_1, p'_2, \ldots$ les pressions partielles des molécules normales présentes dans la phase gazeuse en équilibre avec un système où s'accomplit réversiblement la réaction



$$n_1 M_1 + n_2 M_2 + \ldots \rightleftharpoons n'_1 M'_1 + n'_2 M'_2 + \ldots$$

Le rapport

$$\frac{p_1^{n_1} \times p_2^{n_2} \times \ldots}{p_1'^{n'_1} \times p_2'^{n'_2} \times \ldots} = k$$

ne dépend que de la température.

Soient d'autre part $P_1, P_2, \ldots, P'_1, P'_2, \ldots$ les pressions sous lesquelles les molécules sont fournies au système ou en sont extraites. La réaction met

en jeu des travaux $n_1 \mathrm{RT} \operatorname{Log}(P_1/p_1)$, $n_2 \mathrm{RT} \operatorname{Log}(P_2/p_2)$, ..., $n'_1 \mathrm{RT} \operatorname{Log}(P'_1/p'_1)$, $n'_2 \mathrm{RT} \operatorname{Log}(P'_2/p'_2)$, ... que nous compterons positivement quand ils sont recueillis par l'opérateur. Posons

$$\frac{P_1^{n_1} \times P_2^{n_2} \times \ldots}{P_1'^{n'_1} \times P_2'^{n'_2} \times \ldots} = K.$$

L'énergie libre de la réaction est

$$A = \mathrm{RT} \operatorname{Log} \frac{K}{k}.$$

Considérons maintenant le cas où les corps réagissants sont fournis à l'état dissous. Nous supposerons même, pour plus de généralité, que chacun des corps qui alimentent la réaction est fourni dans un solvant particulier. A la sortie, on recueille naturellement un mélange unique.

Pour faire le bilan énergétique de la réaction, séparons réversiblement les corps fournis de leurs solvants, faisons-les réagir, puis, pour arriver au même état final que la réaction spontanée, reconstituons réversiblement le mélange sortant.

Soient $\Pi_1$, $\Pi_2$, ... les pressions de vapeur partielles des solvants à l'entrée dans le système, $\Pi'_1$, $\Pi'_2$, ... leurs valeurs à la sortie, $\nu_1$, $\nu_2$, ... les nombres de molécules des solvants contenant respectivement $n_1$ molécules du corps 1, $n_2$ molécules du corps 2 etc.

Le passage de l'état initial à l'état final met en jeu, outre les travaux précédemment calculés, des travaux supplémentaires correspondant à la vaporisation des solvants, au changement de leurs pressions de vapeur et à leur condensation. Cela introduit des termes $\nu_1 \mathrm{RT} \operatorname{Log}(\Pi_1/\Pi'_1)$, $\nu_2 \mathrm{RT} \operatorname{Log}(\Pi_2/\Pi'_2)$, ..., que nous compterons encore positivement quand le travail est recueilli par l'opérateur.

L'expression générale de l'énergie libre est donc

$$A = \mathrm{RT} \operatorname{Log} \left(\frac{\Pi_1}{\Pi'_1}\right)^{\nu_1} \times \left(\frac{\Pi_2}{\Pi'_2}\right)^{\nu_2} \times \ldots \times \frac{K}{k}.$$

En différentiant cette équation et en la comparant aux équations obtenues en appliquant la loi de Duhem-Margules aux divers mélanges qui entrent et au mélange qui sort, on obtient

$$\frac{dA}{\mathrm{RT}} = \operatorname{Log} \frac{\Pi_1}{\Pi'_1} \times d\nu_1 + \operatorname{Log} \frac{\Pi_2}{\Pi'_2} \times d\nu_2 + \ldots,$$

Les dérivées partielles

$$\frac{\partial A}{\partial \nu_1} = \mathrm{RT} \operatorname{Log} \frac{\Pi_1}{\Pi'_1}, \qquad \frac{\partial A}{\partial \nu_2} = \mathrm{RT} \operatorname{Log} \frac{\Pi_2}{\Pi'_2}, \qquad \ldots$$

définissent l'effet de chacun des solvants sur l'énergie libre de la réaction. Cela conduit à la règle suivante : *Un solvant favorise une réaction, est sans action sur elle ou tend à l'inverser suivant que sa pression de vapeur partielle à l'entrée*

(*quand il contient un des corps réagissants*) *est supérieure, égale ou inférieure à sa pression de vapeur partielle à la sortie* (*quand il fait partie du mélange final*).

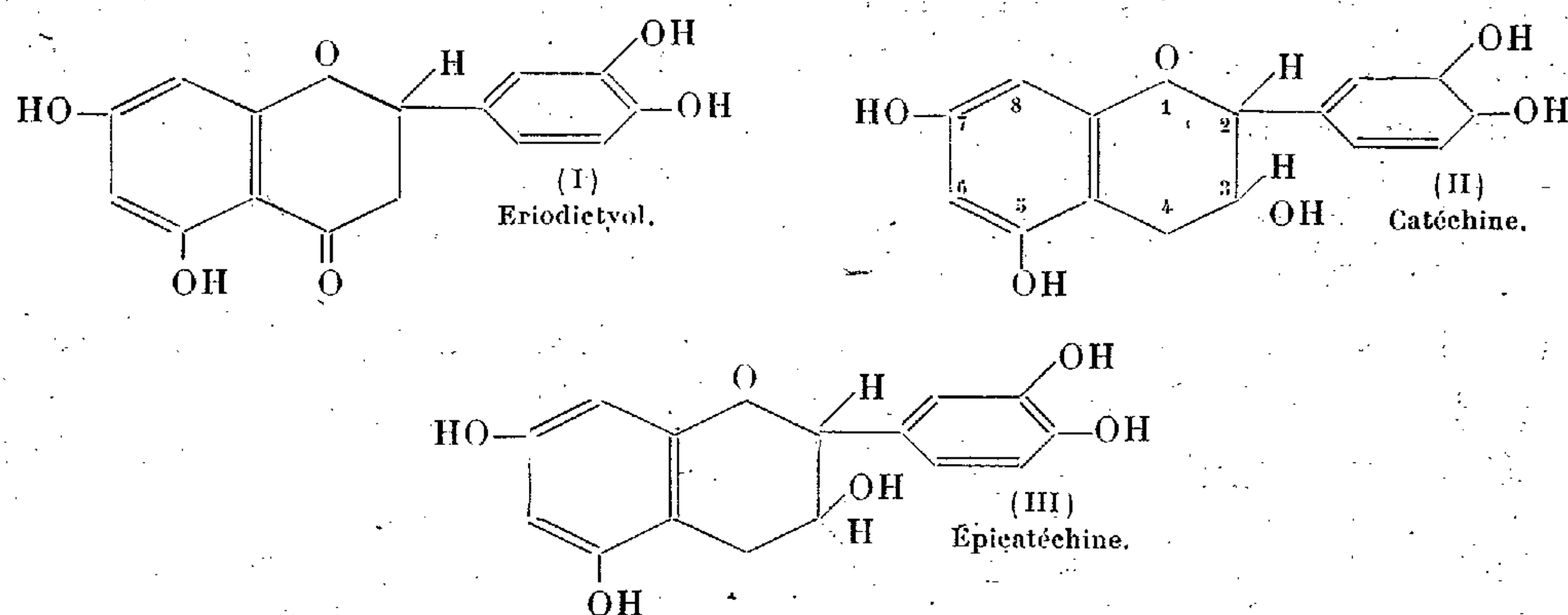
On vérifie que les équations précédentes ne changent pas quand, au lieu de raisonner, comme nous l'avons fait, sur les pressions partielles des molécules normales, on fait intervenir les pressions partielles des molécules complètement associées ou complètement dissociées.

Ces équations permettent de calculer l'énergie libre d'une réaction entre corps dissous pour une dilution quelconque. On peut ainsi compléter les données actuelles de chimie énergétique.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la nature de la vitamine* P. *L'épicatéchine, substance jusqu'ici la plus active sur la résistance capillaire.* Note MM. **Jean Lavollay, Jean-Louis Parrot** et **Jean Sevestre**, présentée par M. Maurice Javillier.

Une importante découverte de Szent-Györgyi a conduit ce savant à admettre l'existence d'un nouveau facteur accessoire de l'alimentation, réglant la résistance et la perméabilité capillaires, la vitamine P. Avec Szent-Györgyi on a pensé, jusqu'à l'année dernière, que la nouvelle vitamine appartenait au groupe de la *phénylchromone* (flavone) et qu'elle était sans doute identifiable à l'*ériodictyol*.

Or nous avons reconnu [1] la haute activité vitaminique d'une substance du groupe du *phénylchromone*, la *catéchine* pentahydroxy-3, 5, 7, 3′, 4′ dihydrophénylchromone. Les relations de structure des deux corps (I) et (II) s'établissent ainsi :




Mais la catéchine peut exister sous deux formes épimères, la *catéchine* (II) (*d*, *l* et *dl*) et l'*épicatéchine* (*d*, *l* et *dl*) (III), ne différant que par la position relative de l'H porté par le carbone 2 et de l'hydroxyle fixé sur le carbone 3. Freudenberg a montré que les deux formes épimères existent à l'état naturel.

(1) J. Lavollay et J.-L. Parrot, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 496.

Nos premiers essais avaient été effectués avec une catéchine extraite d'un cachou très ancien de la collection du Conservatoire National des Arts et Métiers, et provenant, semble-t-il d'Acacia catechu. La méthode d'extraction, différente de la technique classique (épuisement à l'éther), consistait à additionner de chloroforme une solution du produit brut dans l'alcool à 90°. Une phase aqueuse se séparait, dont l'évaporation complète livrait notamment des cristaux incolores (F 175°)(2). C'était de la *d*-catéchine dans un état de pureté, semblait-il, satisfaisante.

Ces cristaux présentaient l'activité vitaminique P; ils avaient sur les effets physiologiques de l'adrénaline l'action décrite précédemment (1) et donnaient lieu à la réaction que nous avons décrite (3) (oxydation en cyanidol).

Des recristallisations dans l'eau de cette substance aboutirent, à notre surprise, à un produit inactif du point de vue physiologique. Par contre l'activité se concentrait dans les eaux mères. Cette activité allait de pair avec la réaction suivante : développement d'une coloration rose-violette par léger chauffage en solution avec une trace d'alcali (réaction réversible disparaissant par acidification et reparaissant en milieu alcalin).

Nous avons constaté des faits analogues avec la catéchine préparée à partir du Gambir ou de la noix de Kola stabilisée.

Des cristallisations fractionnées de notre première catéchine physiologiquement active nous ont montré que l'activité se concentre dans les fractions les plus solubles. En outre le P. F. des dernières fractions s'élève progressivement, et celles-ci acquièrent un certain pouvoir rotatoire dans l'alcool. Ces caractères nous ont amenés (4) à attribuer l'activité vitaminique du produit initial à la présence, dans celui-ci, d'une très petite quantité d'épicatéchine. En effet la *d*-catéchine, obtenue par recristallisation dans l'eau de notre premier produit actif, de même que la *d*-catéchine extraite suivant la technique classique de Freudenberg, est rigoureusement sans action sur la résistance capillaire. De plus ce produit inactif, chauffé longuement en solution saturée de ClNa et de $CO^2$, acquiert progressivement l'activité vitaminique. Simultanément il accuse de plus en plus la réaction rose-violette ci-dessus mentionnée. Enfin la solubilité du produit augmente au cours du traitement.

Or Freudenberg a montré que la *d*-catéchine s'épimérise dans cette opération.

Par cristallisation fractionnée du produit final, il est possible de séparer une fraction très soluble, amorphe et fortement souillée de phlobaphènes et d'un produit jaune d'or non caractérisé. La reprise de ce mélange par l'éther

(2) Les impuretés se rassemblaient en auréole autour d'une plage de cristaux incolores.

(3) J. Lavollay et M. Vignau, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 86.

(4) L'épicatéchine possède le pouvoir rotatoire en solution alcoolique, tandis que la catéchine ne le possède pas.

ordinaire, l'évaporation de l'éther et la recristallisation dans un volume d'eau restreint permet d'obtenir un mélange cristallisé d'isomères où domine l'épicatéchine *d*.

Cette substance présente la réaction du cyanidol ([3]), elle donne lieu à une forte coloration rouge, réversible, en présence d'alcali tiède; enfin *elle est douée d'une très haute activité vitaminique* P.

Une fraction cristallisée dont le pouvoir rotatoire droit, en solution alcoolique, était de $+16°,24'$ (soit très inférieur à celui de la *d*-épicatéchine pure) a donné lieu, chez le Cobaye normal, aux résultats suivants :

| | | | |
|---|---|---|---|
| Dose injectée (une fois) dans la cavité péritonéale | | $0^{mg},01$ | $0^{mg},001$ |
| Résistance capillaire en cm de Hg | avant | 17 | 20 |
| | 1 h. 30 min. après | 26 | 26 |
| | 24 h. » | 35 | 29 |

*L'épicatéchine, déjà très efficace à la dose du millième de milligramme, présente, de très loin, l'activité vitaminique la plus forte parmi tous les corps étudiés.*

*Comparée par nous à la citrine de Szent-Györgyi, elle s'est montrée au moins* 500 *fois plus active.*

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Effet d'une vibration stationnaire sur la diffraction cristalline des rayons* X. Note de M. **Jean Laval**, présentée par M. Charles Mauguin.

Soit un cristal agité par une vibration stationnaire

$$\mathbf{A}\cos 2\pi\nu t\cos 2\pi\mathbf{S}(\mathbf{m}+\mathbf{j}).$$

L'amplitude **A** s'élève à quelques microns, la longueur d'onde $1/|\mathbf{S}|$ à quelques millimètres. Les translations **m** et **j** définissent la position d'un atome : la première amène l'origine sur un sommet de la maille qui contient l'atome; la seconde transporte ce sommet sur la position moyenne de l'atome. Une telle vibration est facilement excitée par l'effet piézoélectrique ([1]).

Elle provoque une diffraction des rayons X très faible, sauf quand ils rencontrent des plans réticulaires sous une incidence convenable à la réflexion sélective ou très voisine de cette incidence. Alors la diffraction est intense suivant des directions qui font avec les rayons sélectivement réfléchis des angles minimes, presque tous inférieurs à la minute. Aussi est-il impossible de séparer les rayons diffractés des rayons sélectivement réfléchis. Tous entrent dans le photomètre lorsqu'on détermine le pouvoir réflecteur par la méthode

([1]) Soit directement si le cristal est piézoélectrique, soit indirectement s'il ne l'est pas en l'accolant à un cristal piézoélectrique.

de Bragg (²). Le résultat de la mesure est encore un pouvoir réflecteur. Car la diffraction produite par la vibration stationnaire peut être tenue pour une réflexion sélective sur les plans d'onde formés par les vibrations libres (³)

$$\frac{\mathbf{A}}{2}\cos 2\pi[\nu t - \mathbf{S}(\mathbf{m}+\mathbf{j})], \qquad \frac{\mathbf{A}}{2}\cos 2\pi[\nu t + \mathbf{S}(\mathbf{m}+\mathbf{j})],$$

qui ont comme résultante la vibration stationnaire. Ce que l'on atteint est le pouvoir réflecteur global sur les plans réticulaires et sur les plans d'onde élastique. J'ai évalué ce pouvoir réflecteur en supposant que l'amplitude **A** fait un angle notable, d'au moins 1/10 de radian, avec les plans réticulaires qui réfléchissent les rayons X. Il s'exprime de la même façon, que le cristal soit parfait ou « mosaïque » (c'est-à-dire construit avec des grains parfaits, mais d'orientations légèrement différentes) :

$$(1) \qquad R = N^2 F^2 H^2 \lambda^3 \frac{e^4}{m^2 c^4} \frac{1+\cos^2 2\theta}{4\mu \sin 2\theta};$$

N est le nombre des motifs cristallins par unité de volume, F le facteur de structure, H le facteur de Debye-Waller, $\lambda$ la longueur d'onde des rayons X, $\mu$ le coefficient d'absorption linéaire, $\theta$ l'angle formé par les rayons X et les plans réticulaires pendant la réflexion sélective.

C'est exactement la formule qui donne le pouvoir réflecteur d'un cristal mosaïque. Ce pouvoir réflecteur ne serait point changé par la vibration stationnaire si elle n'affaiblissait le facteur de Debye-Waller par une élévation de la température.

Lorsque le cristal approche de la perfection, tels le diamant, le quartz, la calcite, et que le facteur de structure F est grand, le pouvoir réflecteur est défini par défaut, mais sans erreur grave, par la formule de Darwin :

$$R' = \frac{4}{3\pi} NFH\lambda^2 \frac{e^2}{mc^2} \frac{1+|\cos 2\theta|}{\sin 2\theta}.$$

D'ordinaire il n'atteint pas le dixième du pouvoir réflecteur calculé par la formule (1). Nonobstant l'élévation de température, il serait donc fortement accru par la vibration stationnaire. Le pouvoir réflecteur d'un cristal vibrant n'a pas encore été mesuré, que je sache, par la méthode de Bragg. Mais de nombreux clichés de Laue ont été faits avec un cristal de quartz au repos et avec le même cristal vibrant (⁴). Le résultat des expériences est constant : la

---

(²) *Phil. Mag.*, **41**, 1921, p. 309.

(³) J. Laval, *Comptes rendus*, **214**, 1942, p. 431.

(⁴) G. W. Fox, P. H. Carr, B. E. Waren, R. M. Langer, J. M. Cork, C. S. Barret, C. E. Howe, M. Y. Colby, S. Harris, W. A. Fraser, G. E. M. Jauncey, A. T. Jacques, C. V. Bertsch, *Phys. Rev.*, **37**, 1931, p. 1622; **38**, 1931, pp. 572, 573, 832, 1420; **39**, 1932, p. 889; **42**, 1932, pp. 733, 749; **43**, 1933, p. 562; **47**, 1935, p. 899; **49**, 1936, pp. 128, 206; **50**, 1936, p. 672.

vibration stationnaire augmente l'intensité des faisceaux sélectivement réfléchis. Mes calculs aboutissent à la même conclusion.

Enfin j'ai trouvé que le pouvoir diffusant du cristal vibrant égale celui du cristal au repos. C'est le résultat expérimental de Jauncey et Bruce ([5]). Mais le pouvoir diffusant du cristal vibrant est dû à la fois à la vibration stationnaire et à l'agitation thermique.

TECTONIQUE. — *Sur l'observation, entre Rive-de-Gier et Givors, de la charnière anticlinale de la nappe du Gier, partie haute du complexe cévenol, et sur l'attribution à cette nappe du granite de la Gampille et des gneiss de Montrambert.* Note de M. **André Demay**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Tout en confirmant la notion générale des charriages antéstéphaniens, dégagée par P. Termier, G. Friedel, F. Grandjean, j'ai montré en 1929 que la *nappe des micaschistes* n'est pas une nappe d'origine inconnue et lointaine, flottant au Nord et au Sud sur un substratum autochtone, mais un *synclinal couché, qui s'enracine à sa bordure nord et que les gneiss du Lyonnais chevauchent sur* $40^{km}$ *en direction axiale*, depuis la fosse tertiaire du Forez jusqu'au Rhône. J'indiquais aussi que les gneiss de Montrambert et le granite de la Gampille occupent, à une vingtaine de kilomètres en avant, au-dessus des micaschistes du bord sud du houiller, une position tectonique analogue à celle des gneiss du Lyonnais et proviennent sans doute de cette zone ou de sa bordure méridionale.

Mes observations récentes confirment entièrement cette interprétation et apportent en outre un fait nouveau essentiel, celui d'une *liaison des gneiss du Lyonnais et des micaschistes de Saint-Étienne* par *une charnière anticlinale*, visible sur une dizaine de kilomètres en direction axiale, entre Rive-de-Gier et Givors. Ainsi se trouve définie *une nappe, en forme de pli couché, parfois à tête plongeante*, que je désignerai maintenant sous le nom de *nappe du Gier.*

Pour définir ces structures antéstéphaniennes, nous disposons maintenant de trois catégories de faits : *renversement du Cristallophyllien, démontré par la disposition anormale des degrés métamorphiques; forme géométrique du pli couché; montée ou ennoyage axial.*

Pour le premier point, la méthode dont j'ai indiqué le principe en 1930 s'applique ici avec une grande précision, non seulement pour les termes extrêmes, gneiss à biotite et micaschistes à muscovite, mais pour les termes de transition, gneiss à biotite et muscovite et micaschistes feldspathiques. Les réserves d'ordre général liées, soit à une irrégularité du métamorphisme, soit à l'influence de laccolites de roches grenues ou de gneiss d'injection, peuvent être écartées ici, d'abord parce que, le long de la surface principale de chevau-

---

([5]) *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 163.

chement, c'est tout l'ensemble des gneiss du Lyonnais qui vient recouvrir un complexe de micaschistes à muscovite de 1500$^{m}$ de puissance, d'autre part, parce que l'observation de la charnière du pli couché entre Rive-de-Gier et Givors est un argument décisif en faveur d'un tel renversement. En retour la *disposition des terrains renversés, soit sur un même diamètre, soit en direction axiale*, prouve que la charnière ne correspond pas seulement à un pli couché local et que le recouvrement est d'au moins 20$^{km}$ à hauteur de Firminy, 12$^{km}$ à hauteur de Rive-de-Gier.

Au sud du bassin houiller, un lambeau avancé de la nappe comprend :

*a. l'écaille des gneiss de Montrambert*, toujours très laminés et entièrement mylonitiques à leur base; entre le Chambon et Saint-Étienne, elle repose sur une lame de micaschistes également très laminés, qui la sépare des gneiss (*c*);

*b. le granite de la Gampille*, qui recouvre les micaschistes, avec un écrasement de base très intense. Il a été attribué par P. Termier et G. Friedel à une nappe indépendante d'origine inconnue. J'ai signalé depuis longtemps son origine assez proche et sa liaison probable avec les gneiss du Lyonnais. Mes recherches de 1941 ont établi qu'il constitue *une amande, un petit laccolite, initialement encarté, avec des faciès de contact*, encore reconnaissables malgré l'écrasement, près de la limite des gneiss du Lyonnais et des micaschistes, et entraîné avec eux dans le pli couché, qui a déferlé vers le Sud;

*c. une série de paragneiss à biotite et muscovite*, que j'ai pu suivre depuis Firminy jusqu'à Saint-Étienne et qui, sans écrasement important, sauf près de Saulore au sud de Saint-Étienne, *chevauchent le synclinal couché des micaschistes*.

Comme je l'avais indiqué en 1929, la *zone lyonnaise* apparaît maintenant avec une grande clarté comme une *zone de racines*, d'où ont déferlé vers le Sud, des plis plus hauts et plus puissants que la nappe du Gier. Le raccord de cette nappe à ses racines se fait par un anticlinal très brusque, avec un dessin qui rappelle le genou insubrien des nappes pennines. A certains égards, il existe d'ailleurs des analogies entre cette nappe et les nappes profondes du Simplon et du Tessin. Les dimensions en diamètre et en axe sont à peu près celles de la nappe d'Antigorio. Mais, tandis que, dans ces nappes, il existe une enveloppe de schistes lustrés, probablement mésozoïques, d'ailleurs hautement métamorphiques, et un noyau gneissique considéré comme permien et surtout antépermien, ici, seule une différence de degré métamorphique entre micaschistes et gneiss distingue le noyau et l'enveloppe de la nappe. D'autre part le style est ici plus cassant, surtout à l'Ouest.

*Au-dessous de la nappe du Gier et séparé d'elle par le synclinal couché des micaschistes, un pli couché plus profond* a sans doute existé; mais, si l'on observe bien une puissante masse de paragneiss et gneiss d'imprégnation à biotite, qui pourrait en être le noyau, le flanc inverse, par suite des injections et du métamorphisme syntectoniques, n'est plus reconnaissable. Le style reste nettement tangentiel et le laminage y est même plus intense que dans toute la partie

orientale de la nappe du Gier, mais les conditions sont celles de la *tectonique profonde*, que j'ai décrites en détail dans mes Notes de 1934 et dans un Mémoire récent. Dans les nappes simplo-tessinoises, d'après M. Reinhardt et l'école de Bâle, des actions magmatiques ou tout au moins migmatiques d'âge alpin ont joué non seulement dans la zone des racines, fait connu depuis longtemps, mais aussi dans le noyau de ces nappes. C'est un rapport de plus avec la nappe du Gier, très proche, elle aussi, du domaine de la tectonique profonde.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Sur la formation, le rôle et la signification du tissu de transfusion dans la plantule d'*Araucaria imbricata. Note [1] de M. **Édouard Boureau**, présentée par M. Louis Blaringhem.

La présente Note a pour but d'étudier les modalités du développement du tissu de transfusion et de mettre en évidence, dans la plantule d'*Araucaria imbricata*, les structures dites *mésarches* qui en résultent et sont observables tant à l'extrémité cotylédonaire que dans la radicule.

Les deux ou trois cotylédons de l'*Araucaria imbricata* sont pourvus d'un nombre variable de faisceaux libéro-ligneux. Le bois est constitué par des vaisseaux centrifuges superposés au liber auxquels s'ajoutent les éléments du tissu de transfusion différenciés aussi bien dans la partie interne qu'entre les faisceaux. Ces deux sortes d'éléments diffèrent par le calibre, le nombre et la forme (*fig.* 1). Les premiers apparaissent aux dépens d'un méristème secondaire résultant du fonctionnement d'une assise génératrice discontinue. Par contre les hydrocytes du tissu de transfusion se forment sans ordre apparent par lignification sur place des grandes cellules du parenchyme fondamental. Ces derniers éléments, sensiblement isodiamétriques, sont pourvus d'ornementations de formes variables, en forme de réseau ou de ponctuations plus ou moins grandes, simples ou aréolées. Vraisemblablement ils jouent un rôle important dans l'accumulation de l'eau et son utilisation au cours de la digestion et la migration des réserves d'un volumineux endosperme dans lequel les cotylédons restent longtemps engagés au cours de la germination. De plus ils jouent, vis-à-vis des véritables vaisseaux, un rôle de suppléance en raison de la circulation intense de la sève au niveau de l'endosperme, rôle d'autant plus indispensable que les véritables vaisseaux ont un calibre extrêmement petit, qu'ils sont peu nombreux et peuvent même manquer totalement. Il s'agit d'éléments surajoutés qui ne font pas partie intégrante de l'appareil conducteur proprement dit, rappelant ainsi des structures identiques existant à ce niveau dans *Dioon edule* [2], dans *Ginkgo biloba* [3] et *Libocedrus decurrens* [4].

---

(1) Séance du 5 juillet 1943.
(2) Matte, *Mém. Soc. Lin. de Normandie*, **22**, 1904-1907, S. 2*a*, V. 6, pp. 1-233.
(3) Messeri, *Nuov. Giorn. Bot. Ital.*, n. s., **37**, 1930, pp. 678-679.
(4) Éd. Boureau, *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 186.

Comme nous l'avons signalé dans une récente Note à propos de *Libocedrus decurrens*, il se forme ainsi un faisceau annulaire nullement comparable aux faisceaux mésarches que l'on peut observer dans l'hypocotyle de la même

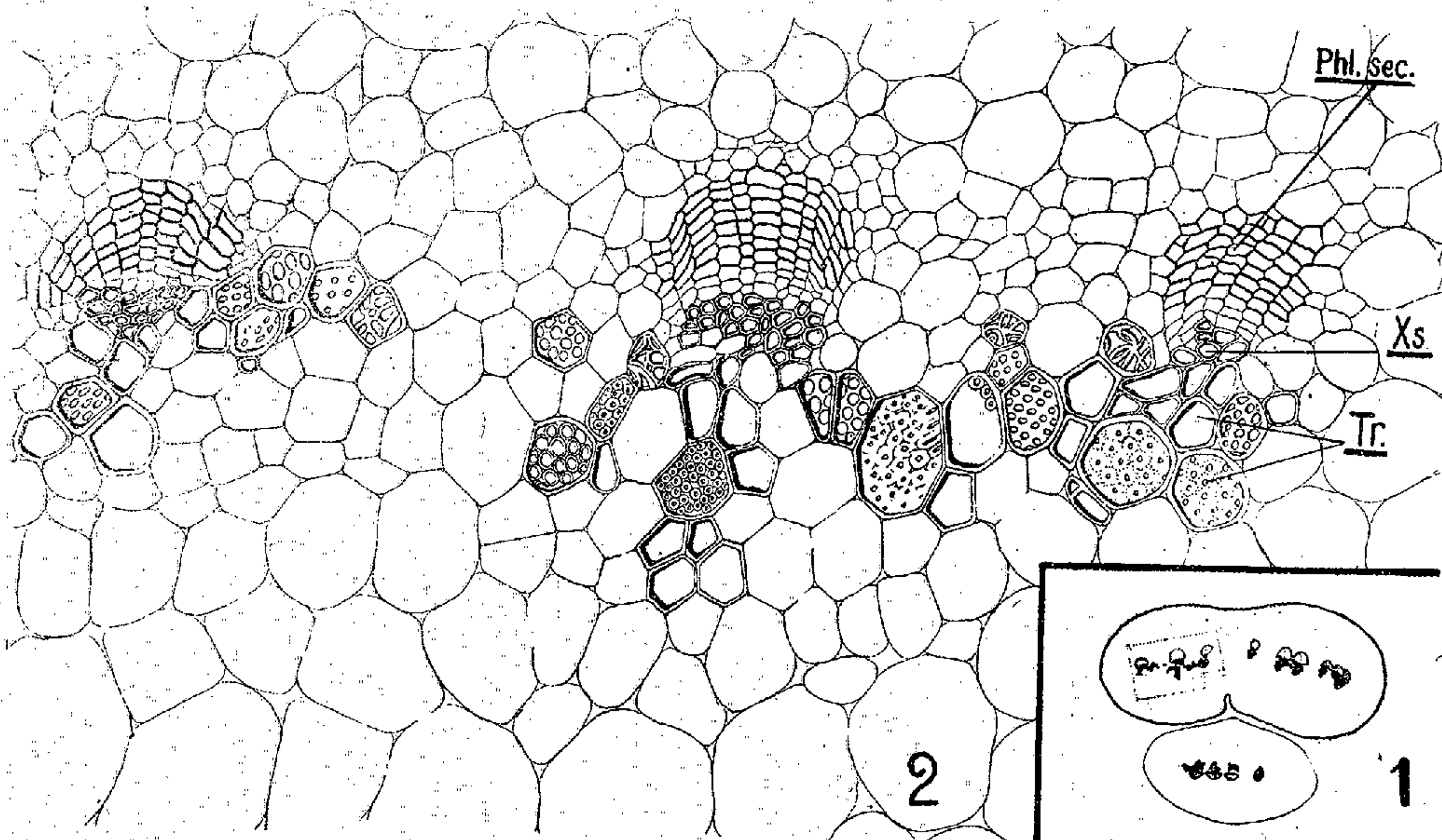



Fig. 1. — *Araucaria imbricata.* Coupe transversale de l'extrémité des deux cotylédons. Les pointillés situent la figure suivante.

Fig. 2. — *Araucaria imbricata.* Portion de coupe transversale de l'extrémité cotylédonaire. Phl. sec., phloème secondaire. — Xs., xylème secondaire. — Tr., hydrocytes du tissu de transfusion.

plantule d'*Araucaria*, car les éléments du tissu de transfusion du cotylédon ne sont pas le prolongement direct des vaisseaux de xylème centripète alterne de la racine et de l'hypocotyle.

Signalons qu'il existe dans la racine (5) des éléments péricycliques pareillement réticulés ou ponctués dont les rôles d'absorption de l'eau, de stockage des réserves et de régularisation des tensions osmotiques semblent identiques. Leur évolution ultérieure aboutit, le plus souvent, à la différenciation d'un *plexus* d'éléments conducteurs à différenciation *centrifuge* assurant la *mise en rapport* des systèmes vasculaires de la racine mère et des radicelles qui, à ce niveau, peuvent en partir. Certains auteurs ont voulu voir dans un faisceau radiculaire analogue décrit dans les jeunes racines du genre *Cedrus*, un faisceau *mésarche*, reliquat d'une structure archaïque. On ne saurait considérer cette structure, qui, d'ailleurs, n'est pas constante et ne se trouve pas dans les types les plus anciens, comme un reste d'une organisation primitive. On doit y voir, au contraire, comme dans la plupart des organisations qui tirent leur origine du tissu de transfusion, un caractère adaptatif récent en rapport avec les modalités du milieu dans lequel fonctionne l'appareil

(5) Éd. Boureau, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 11e série, 1, 1939, fig. 107, p. 190.

végétatif. Il y a des affinités incontestables basées sur la similitude des structures entre les principaux types de Gymnospermes, *Dioon edule*, *Araucaria imbricata*, *Ginkgo biloba*, *Libocedrus decurrens*. On voit ainsi que, malgré les différences morphologiques qui caractérisent les différents types, les Gymnospermes ont réalisé, dans leur plantule, un nombre relativement peu élevé de modes structuraux. C'est pourquoi l'étude comparée de ces plantules peut permettre de prévoir la structure des phyllorhizes cotylédonaires du *Lyginopteris Oldhamia* et autres Ptéridospermées non encore découvertes.

La mise en évidence des divers agencements de faisceaux *mésarches* ou *annulaires* a donc une grande importance. Facilitée avec le matériel abondant des plantes actuelles, elle permettra d'expliquer les structures fossiles trop souvent représentées par des échantillons rares ou mal conservés.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sensibilité particulière de la zone de différenciation dans les méristèmes radiculaires de* Lupinus albus *L. et d'*Allium sativum *L.* Note de M. **Marc Meitès**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

La zone de différenciation et d'élongation qui, dans la racine, surmonte le méristème apical, offre à tous points de vue une indépendance remarquable. Nous avons entrepris une série de recherches, en particulier l'étude de l'intoxication benzénique, qui établissent l'hypersensibilité et la moindre résistance de cette zone cellulaire de transition.

1° *Faits morphologiques* (¹). — Des radicules de *Lupinus albus* L. ont été traitées par l'eau benzinée à doses variables, pendant 1 à 2 heures, lavées puis replacées sur leur milieu initial. Les modifications constatées après plusieurs jours diffèrent suivant la concentration en benzène; mais qu'il s'agisse de nécrose (eau benzinée saturée), d'amincissement (eau benzinée dédoublée), d'hypertrophie (eau benzinée diluée au quart), la zone sus-méristématique située à quelques millimètres de l'apex est *toujours la première atteinte*; si le benzène a agi au seuil de la dose toxique (demi-saturation), le méristème replacé dans les conditions normales peut reprendre le cours de son développement, tandis que la zone sus-méristématique primitivement altérée évolue vers la nécrose; remarquons enfin que la tuméfaction subterminale provoquée par des doses faibles de benzène (quart de saturation) rappelle l'action de maintes substances toxiques (colchicine, auxines et hétéro-auxines, hydrocarbures divers, chloral etc.).

2° *Faits cytologiques*. — Ils sont nombreux. Si l'on examine attentivement une coupe de pointe radiculaire *normale* de *Lupinus albus* L. fixée et colorée par la technnique IV A de Regaud, on constate que la zone d'élongation située

(¹) M. Meitès, *C. R. Soc. Biol.*, 131, 1939, p. 424; *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 86, 1939, p. 304.

à 500$^{\mu}$ de la coiffe offre souvent des images très frustes d'altération : certains chondriocontes sont légèrement granulisés, les vacuoles renferment des précipités sidérophiles de taille variable; or de telles précipitations intravacuolaires ne s'observent, dans le méristème proprement dit, que s'il a été altéré pour une raison quelconque (hypotonie par exemple). Tout se passe comme si la zone d'élongation sus-méristématique se trouvait dans un état constant de fragilisation.

On ne s'étonnera pas, dans ces conditions, que toute action toxique s'exerce préférentiellement dans cette zone : si l'on plonge dans l'eau pure des racines de *Lupinus albus* L. ayant germé à l'air libre, la cavulation hypotonique du chondriome apparaît d'abord dans la zone de différenciation, puis s'étend au méristème.

L'intoxication benzénique nous a permis de faire d'intéressantes constatations chez *Lupinus albus* L. et *Allium sativum* L. : l'action de doses limites de benzène (demi-saturation) permet souvent le retour à la normale des cellules méristématiques (caractérisé par la réapparition des chondriocontes), alors que la zone sus-méristématique reste altérée. Des fixations à l'osmium, effectuées après 1 heure de traitement par l'eau benzinée saturée, nous ont permis de constater d'importantes variations du démasquage des lipides cellulaires : alors que les cellules méristématiques n'ont que des taches bistres témoignant d'une lipophanérose discrète, la zone de différenciation, beaucoup plus fragile, est parsemée de grains noirs d'osmium traduisant une réduction totale.

Enfin, à toutes ces particularités de la zone de différenciation sus-méristématique s'ajoute une propriété essentielle : c'est avant tout une zone de blocage mitotique.

3° *Interprétation.* — Les faits précités suggèrent l'existence d'un mécanisme humoral et hormonal de caractère toxique, responsable de la différenciation cellulaire au niveau des points végétatifs.

On sait que les méristèmes sont le siège de la production d'auxines dont la conduction est polarisée et dont les effets, polyvalents, varient avec la concentration : celles-ci, aux faibles doses, exciteraient la division (Van Overbeek, Nagao); aux fortes doses, au contraire, elles bloquent la division et déclenchent les processus de différenciation. Le fonctionnement des méristèmes de racine dérive de ces propriétés et l'on peut en entrevoir les phases successives : l'auxine, synthétisée par les cellules embryonnaires à une dose excito-mitotique, diffuse dans la direction coiffe-collet; des mitoses sont déclenchées au voisinage de toute cellule embryonnaire qui déverse sa charge d'hormone (zone de prolifération maxima). A mesure qu'il progresse à partir des cellules initiales, le flux polarisé d'auxine draine toutes les cellules, s'amplifie et atteint, au delà d'une certaine limite du méristème, la dose mito-inhibitrice qui déclenche par sa toxicité les processus de différenciation. Ainsi donc les

mêmes substances qui provoquent la division s'opposeraient à toute multiplication excessive et limiteraient automatiquement le contingent des cellules embryonnaires.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *L'amylogénèse en haute montagne au cours du développement des feuilles de* Dryas octopetala *L.* Note (¹) de M. **Georges Nétien**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Nous avons relaté (²) les résultats obtenus sur le contingent des glucides solubles, et les cendres de la feuille de *Dryas octopetala* L., comparativement entre la plante de montagne cueillie à 2250$^m$, et la même espèce acclimatée à l'altitude de 170$^m$.

Les résultats suivants comportent les variations de l'amidon au cours du développement des feuilles de cette plante en 1942, dans les mêmes conditions expérimentales que lors de notre première Communication. Le dosage de l'amidon a été réalisé (après stabilisation sur place des feuilles, et extraction des sucres solubles par l'alcool à 60°), par extraction aqueuse, formation d'empois et hydrolyse chlorhydrique, puis dosage par les méthodes classiques (G. Bertrand).

Le rapide développement du cycle végétatif de cette plante en haute montagne a été observé en 1942 aux dates suivantes : apparition des feuilles 25 juin, floraison 12-16 juillet, fructification 10-15 août, jaunissement des feuilles 10 septembre, fin de la végétation 5 octobre. En plaine le début a commencé le 15 avril, la floraison le 16 mai, la fructification le 18 juin, le jaunissement des feuilles le 25 octobre, la fin de la végétation le 30 novembre.

Toutes ces dates doivent être rapprochées pour l'interprétation des résultats ci-dessous.

*Amidon* (% rapporté au poids frais).

| Plante de montagne (alt. 2250$^m$). | | | | Plante de plaine (alt. 170$^m$). | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1942. | %. | 1942. | %. | 1942. | %. | 1942. | %. |
| 27 juin.... | 1,94 | 7 août.... | 1,68 | 15 avril... | 0,22 | 31 juill.... | 0,20 |
| 1er juill.... | 2,06 | 14 » .... | 2,16 | 23 » ... | 0,25 | 10 août.... | 0,72 |
| 5 » ... | 2,16 | 22 » .... | 1,92 | 16 mai.... | 0,29 | 21 sept.... | 1,30 |
| 12 » ... | 1,81 | 30 » .... | 1,94 | 18 juin.... | 0,99 | 11 oct..... | 0,89 |
| 16 » ... | 1,88 | 10 sept.... | 2,42 | 2 juill.... | 0,53 | 29 » .... | 1,18 |
| 25 » ... | 1,94 | 20 » ... | 2,16 | 16 » ... | 0,88 | 17 nov.... | 0,53 |
| 2 août... | 1,82 | 25 » ... | 1,92 | 21 » ... | 0,45 | | |

De ces résultats nous pouvons tirer les renseignements suivants :

Au cours du développement annuel en haute montagne de la feuille de *Dryas octopetala* L., les variations de l'amidon sont peu importantes. Dès le début

(¹) Séance du 22 novembre 1943.

(²) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 75.

de la végétation, la feuille en est riche; on note une légère accumulation à la fructification et au moment du jaunissement. La proportion d'amidon est toujours plus forte en montagne que dans la plaine. La valeur moyenne des résultats donne 1,98 % pour 0,64 %, soit une quantité trois fois plus grande.

Comparativement à ces résultats le dosage des glucides solubles fait aux mêmes époques a donné une valeur moyenne de 6,79 % (réducteurs 3,13 saccharose 3,66) contre 5,28 % (réducteurs 2,72 saccharose 2,56), ce qui confirme une fois de plus que l'ensemble du contingent glucidique est toujours plus élevé au cours du cycle végétatif de la plante alpine.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Boragacées. Développement de l'embryon chez l'*Heliotropium peruvianum *L.* Note (¹) de M. **René Souèges**, présentée par M. Pierre-Augustin Dangeard.

Comme je le faisais remarquer au début d'une Note précédente (¹), il est du plus gros intérêt de poursuivre l'étude embryogénique des Boragacées dans le plus grand nombre possible de genres et d'espèces. Chez les Héliotropioïdées, Svensson (²) a déjà pu relever des différences qui lui ont paru assez fortes pour élever cette tribu au rang de famille véritable. Cet auteur cependant n'a pas spécialement envisagé le développement de l'embryon; la seule de ses données revêtant à cet égard quelque valeur se rapporte à une forme bicellulaire de l'*Heliotropium europæum*, qui, avec des figures caryocinétiques très nettes, fait passage à la tétrade linéaire. Voici très exactement comment procède la segmentation chez l'*H. peruvianum*.

L'oospore, d'abord globuleuse, s'allonge en forme de tube, traverse une chambre micropylaire et sa tête ovoïde se trouve bientôt entourée étroitement par les jeunes cellules de l'albumen. Les cellules apicale et basale qui se séparent dans cette tête, se segmentent à peu près simultanément (*fig.* 2 à 4) pour donner une tétrade comportant 4 éléments superposés, *l*, *l'*, *m* et *ci*. Un proembryon octocellulaire se constitue par bipartitions de ces 4 éléments, l'élément inférieur *ci* se segmentant transversalement, les 3 autres verticalement (*fig.* 5 et 6). Aux stades suivants, la segmentation procède plus vite dans les étages *l* et *l'* que dans les autres de sorte que, à la 4ᵉ génération, on trouve le plus souvent des formes composées de 12 à 14 cellules au lieu de 16.

Les deux éléments de l'étage *l* donnent la partie cotylée; ils se partagent en 4 octants supérieurs (*fig.* 9) qui se segmentent tangentiellement pour isoler à l'extérieur le dermatogène (*de*, *fig.* 11, 13, 14). Les cellules intérieures se cloisonnent, en règle générale, verticalement pour donner, vers le dehors, les cellules mères des cotylédons et, au voisinage de l'axe, des éléments qui entreront dans la construction du cône végétatif de la tige (*fig.* 17, 19).

(¹) Séance du 3 novembre 1943.

(²) R. Souèges, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 245.

(³) *Inaug. Dissert.* in *Uppsala Univ. Arsskrift*, 2, 1925, p. 126.

Les deux éléments de l'étage *l'* (*fig.* 6) produisent la moitié supérieure de l'hypocotyle, c'est-à-dire la tige hypocotylée. Ils se divisent en 4 octants inférieurs (*fig.* 8) qui, par cloisons péricliues, isolent extérieurement le dermatogène (*de*, *fig.* 9, 12, 13); les cellules intérieures se cloisonnent peu après longitudinalement (*fig.* 12, 14, 17, 18) donnant les

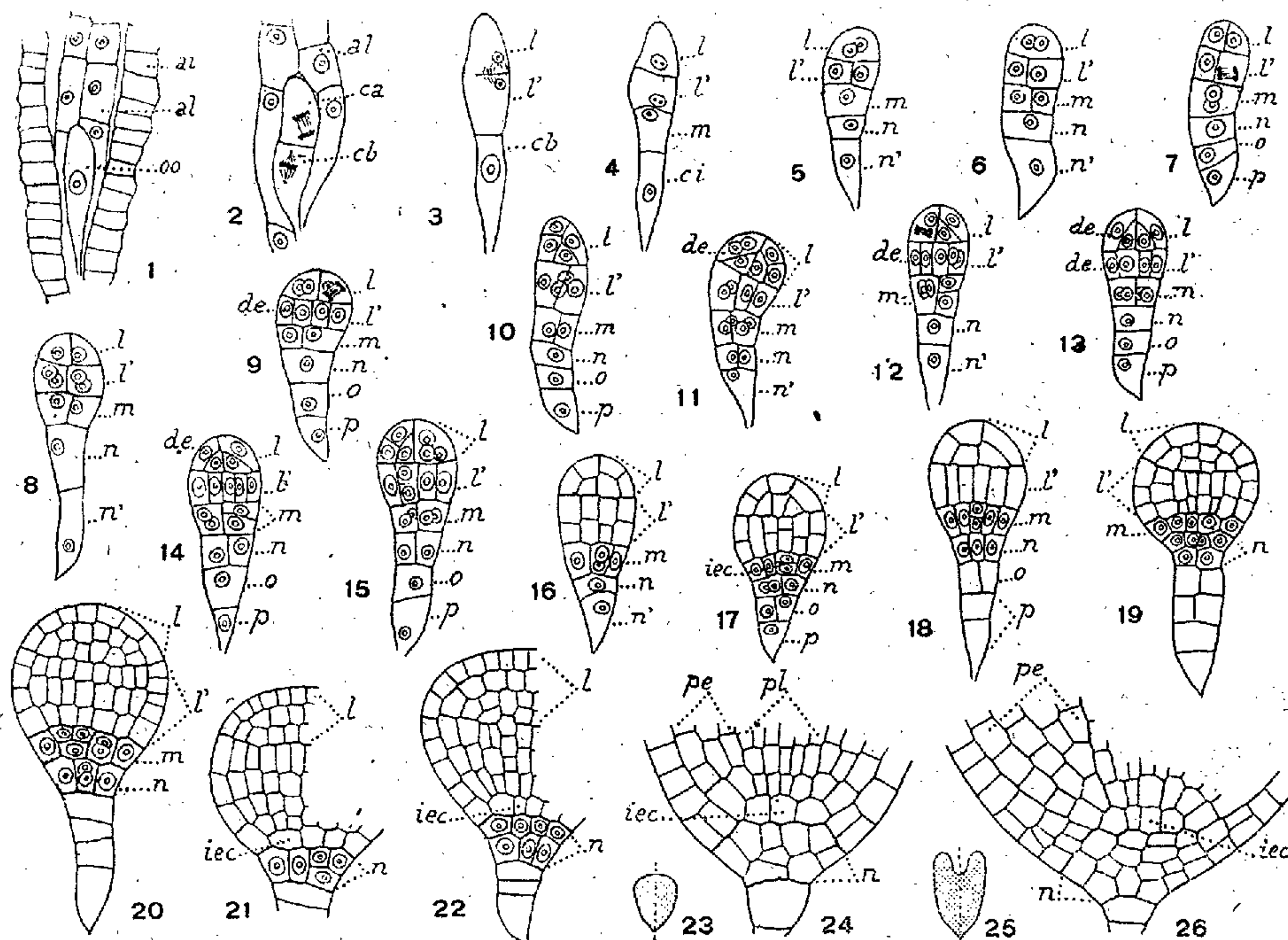



**Fig.** 1 à 26. — *Heliotropium peruvianum* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *oo*, oospore; *al*, albumen; *ai*, assise interne du tégument séminal; *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *l*, cellule supérieure de la tétrade ou partie cotylée; *l'*, cellule subterminale de la tétrade ou partie supérieure de l'hypocotyle; *m*, cellule sub-proximale de la tétrade ou partie inférieure de l'hypocotyle; *ci*, cellule inférieure de la tétrade; *n*, cellule-fille supérieure de *ci* ou primordium de la coiffe; *n'* cellule-fille inférieure de *ci* ou suspenseur proprement dit; *o* et *p*, cellules-filles de *n'*; *de*, dermatogène; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce de la racine. En 23 et 25, aspect général de l'embryon d'où sont tirés les détails des figures 24 et 26. G. = 300; 32 pour les figures 23 et 25.

premiers éléments du périblème et du plérome de la tige hypocotylée. Quelquefois, dans les cellules intérieures, des cloisons transversales précèdent les parois longitudinales (*fig.* 15, 16).

Les deux éléments de l'étage *m* (*fig.* 6) donnent également 4 cellules circumaxiales (*fig.* 11, 13, 15). Celles-ci, par segmentations longitudinales péricliues, séparent extérieurement des éléments de dermatogène (*fig.* 16, 17, 18) et des cellules intérieures, aux dépens desquelles, soit directement (*fig.* 17), soit après de nouvelles parois longitudinales, (*fig.* 18) se différencient, par division transversale, des éléments superposés : ceux du bas représentent les initiales de l'écorce de la racine; ceux du haut, en se cloisonnant verticalement, individualisent autour de l'axe les initiales du cylindre central et donnent extérieurement des éléments de périblème.

L'élément *n* (*fig.* 6) se divise en deux (*fig.* 11), puis en quatre cellules circumaxiales (*fig.* 14, 17), qui prennent bientôt des cloisons transversales faisant apparaître deux assises superposées (*fig.* 14, 19 à 22). Les cellules centrales de l'assise supérieure

constituent les premiers éléments de l'assise calyptrogène; les cellules périphériques de cette même assise et les éléments de l'assise inférieure entrent dans la construction des parties extérieures de la coiffe.

Il résulte de cette étude que l'embryon de l'*Heliotropium peruvianum* se développe selon des lois qui rappellent celles qui ont déjà été établies au sujet du *Chenopodium Bonus-Henricus* ([4]). La puissance égale de division des premiers blastomères ne dépasse pas cependant, chez l'*Heliotropium*, la troisième génération; d'autre part l'élément *n* tout entier du proembryon octocellulaire, et non sa cellule-fille supérieure seulement, contribue, chez cette dernière plante, à la construction du primordium de la coiffe. Les rapports qu'offrent l'*Heliotropium* et le *Chenopodium* viennent pleinement à l'appui de tous les termes de rapprochement que j'ai jadis signalés entre une autre Boragacée, le *Myosotis hispida*, et l'Herbe du bon Henri ([5]). Chez le Myosotis toutefois se différencient une épiphyse et une hypophyse véritable qui ne s'observent ni chez le *Chenopodium Bonus-Henricus* ni chez l'*Heliotropium peruvianum*.

ENDOCRINOLOGIE. — *Influence de l'ablation du pédoncule oculaire sur la croissance de l'ovaire chez la Crevette* Leander serratus. Note de M. **Jean Panouse**, présentée par M. Charles Pérez.

L'existence d'hormones sexuelles chez les Crustacés n'a pas jusqu'ici été démontrée : quelques auteurs ont fait appel à la notion d'hormone pour tenter d'expliquer les phénomènes de la castration parasitaire, mais, à ma connaissance, la question de savoir si le développement des organes génitaux eux-mêmes est sous contrôle hormonal n'a jamais été posée.

J'ai constaté chez des Crevettes aveuglées à la fin de l'été une croissance anormalement rapide des ovaires, mais, ce fait pouvant être dû aux conditions d'élevage un peu particulières, une vérification fut conduite de la manière suivante :

Deux lots de *Leander serratus*, d'une centaine d'individus chacun, sont placés dans deux bacs d'eau de mer courante, dans des conditions (température, exposition à la lumière, nourriture etc.) exactement identiques. Les Crevettes du lot A sont préalablement aveuglées (ablation des yeux et cautérisation), tandis que celles du lot B, intactes, servent de témoins.

Au début de l'expérience, cinq Crevettes normales sont prélevées au hasard dans la réserve en même temps que les deux lots. La longueur des animaux est mesurée de la pointe du rostre à l'extrémité du telson. Leurs ovaires, disséqués, sont pesés frais après

---

([4]) R. Souèges, *Comptes rendus*, 170, 1920, p. 467; *Bull. Soc. bot. Fr.*, 67, 1920, p. 233.

([5]) R. Souèges, *Comptes rendus*, 173, 1921, p. 726 et p. 848; *Bull. Soc. bot. Fr.*, 70, 1923, p. 385.

essorage, puis secs après deux heures d'étuve à 100° C. Par la suite, tous les cinq jours, cinq Leander sont sacrifiés au hasard dans chaque lot, mesurés, puis on détermine le poids de leurs ovaires.

Les résultats de cette expérience sont indiqués par les graphiques (chaque point représente la moyenne de cinq individus). Le phénomène est extrêmement

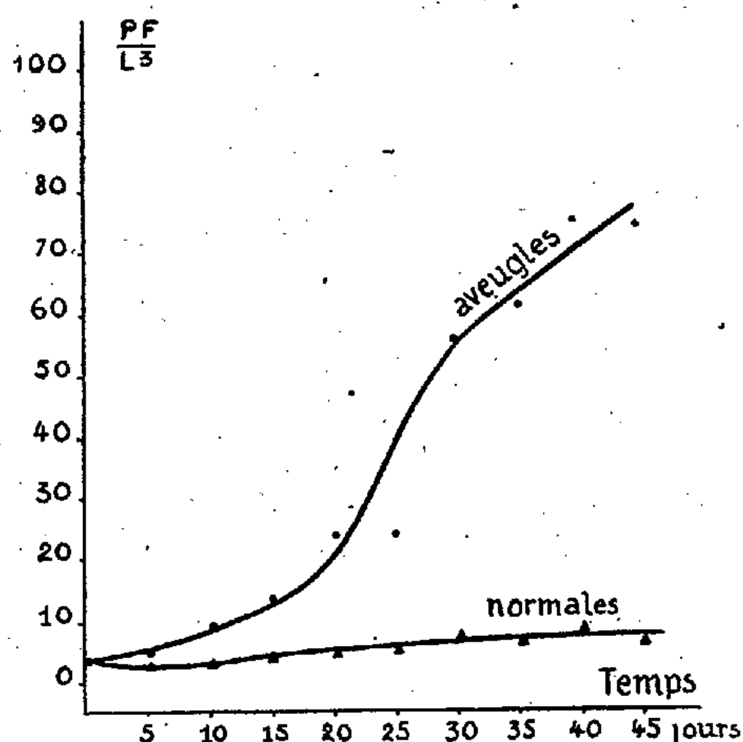



Fig. 1. — Variation du rapport poids frais : longueur³ en fonction du temps.

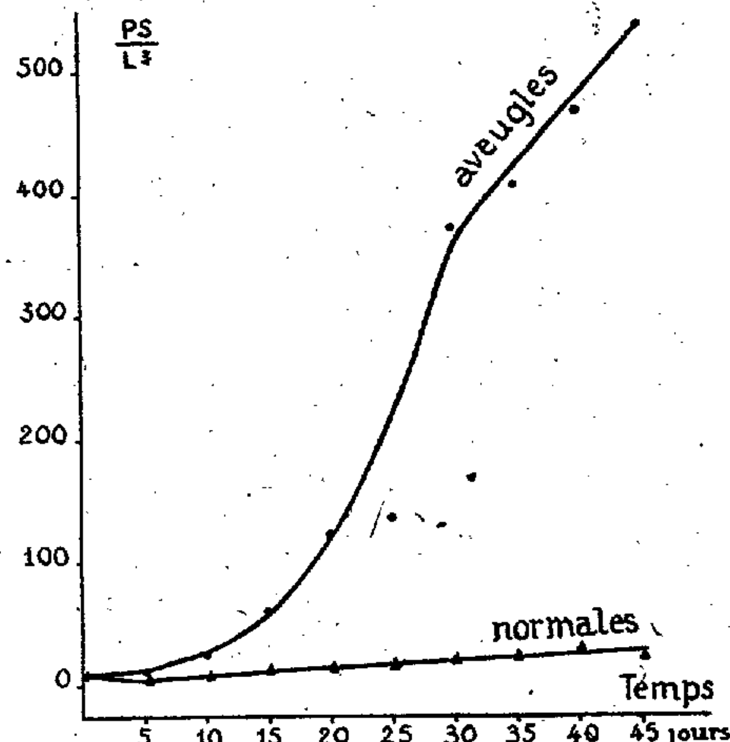



Fig. 2. — Variation du rapport poids sec : longueur³ en fonction du temps.

net. Dès les premiers jours, les ovaires des aveugles (lot A) augmentent de poids à un rythme très rapide, tandis que ceux des normales (lot B), après une chute pondérale passagère, croissent lentement. Vers le 45ᵉ jour, le poids sec des ovaires d'aveugles est ainsi devenu 77 fois celui des organes femelles des témoins. Au bout de cette période, les gonades occupent presque tout le céphalothorax des crevettes du lot A, refoulant les viscères et la ponte commence, un ou deux jours après une mue. Cette ponte n'est pas absolument normale : chez quelques animaux, certains œufs semblent avoir subi un développement aberrant et les femelles en débarrassent leurs pléopodes; mais, chez d'autres individus, tout se passe comme à l'ordinaire et ces crevettes incubent encore actuellement. Il faut remarquer que cette ponte s'est produite à la fin du mois d'octobre, c'est-à-dire à une époque où aucun Leander n'incube normalement.

La simple ablation des yeux a donc pour conséquence, chez la Crevette, un développement extrêmement accéléré des ovaires. Plusieurs hypothèses permettent d'interpréter ce fait :

1° le système nerveux intervient seul;

2° les excitations reçues par l'œil et transmises par voie nerveuse provoquent la sécrétion d'un organe endocrine (situé soit dans le pédoncule oculaire, soit dans le corps), sécrétion qui inhibe le développement ovarien;

3° il existe dans le pédoncule oculaire un organe endocrine indépendant de l'œil proprement dit et dont la sécrétion inhibe la croissance de l'ovaire.

Ces deux dernières hypothèses, les seules à retenir à mon avis, font intervenir une activité hormonale : or il existe justement dans le pédoncule oculaire des crevettes un organe, la glande du sinus, découvert par Hanström et dont l'activité endocrine est maintenant incontestée : sa sécrétion, de type hormonal, provoque la contraction des chromatophores rouges et jaunes. Et Hanström lui-même, faisant remarquer l'existence très générale de cette glande chez les Crustacés Décapodes (depuis on a constaté aussi sa présence chez les Euphausiacés Mysidacés, Isopodes, Amphipodes etc.), même dans les espèces qui ne changent jamais de couleur, était amené à conclure que cet organe doit avoir une autre fonction, plus générale et plus importante que la sécrétion de l'hormone chromactive.

L'intervention de la glande du sinus dans la croissance de l'ovaire pourrait se faire par inhibition directe de l'ovaire, ce dernier étant susceptible d'assurer lui-même un rôle endocrine, ou par blocage de la fonction sécrétrice d'une autre glande dont l'hormone provoquerait le développement ovarien.

Des expériences sont en cours, qui permettront sans doute de préciser ces phénomènes extrêmement intéressants.

TÉRATOGENÈSE. — *Effets, sur l'histogenèse de la région bucco-pharyngienne des embryons de Souris, d'une application locale de rayons* X *sur cette région, au* 13e *jour de la vie embryonnaire.* Note de MM. **Albert Raynaud** et **Marcel Frilley**, présentée par M. Maurice Caullery.

Au cours de diverses expériences d'irradiation d'embryons de Souris, le faisceau de rayons X a été dirigé sur la région bucco-pharyngienne, produisant des lésions, que nous décrivons ici, chez les fœtus arrivés au terme de leur développement intrautérin.

*Conditions expérimentales.* — Irradiation, après laparotomie de la mère, de la région bucco-pharyngienne des embryons de Souris âgés de 12 j. 7 h. à 12 j. 13 h. (1); doses appliquées : 25000 à 60000 *r*; diamètre du faisceau de rayons X utilisé : $3^{mm}$ (et dans un cas $4^{mm},5$); direction : la courbure de l'embryon nécessite une pénétration des rayons perpendiculaire ou oblique au plan de symétrie de l'embryon (la pénétration par voie latéro-dorsale est la plus aisée, mais elle provoque des lésions cérébrales). Les fœtus sont sacrifiés à la fin du 19e jour; la tête, la région cervicale et l'appareil génital sont coupés en série, à $7^{\mu},5$.

*Résultats obtenus.* — Tous les fœtus dont la région bucco-pharyngienne a été irradiée au 13e jour se présentent à terme avec un aspect caractéristique : la mâchoire inférieure est absente et, au-dessous du maxillaire supérieur recourbé vers le bas, s'ouvre un large orifice, qui conduit au pharynx. La

(1) Voir, pour la technique, A. Raynaud et M. Frilley, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 54; *C. R. Soc. Biol.*, 137, 1943, p. 419.

région pectorale est réduite; l'examen histologique montre des perturbations, ou un arrêt de l'histogenèse de tous les dérivés pharyngiens (et plus particulièrement branchiaux) dont les ébauches ont été atteintes par les rayons. Ainsi une série de fœtus présente des lésions ou une absence de l'oreille moyenne, une forte réduction de la thyroïde, des parathyroïdes et du thymus, une destruction des cartilages du larynx, des lésions des épithéliums du pharynx, de la trachée et de l'œsophage.

Chez deux fœtus (fœtus nos 1130 et 1155), les lésions sont plus accusées : ces deux individus présentent en commun les anomalies suivantes : lésions cérébrales étendues, réduction de l'hypophyse à une partie du lobe antérieur, dont beaucoup de cellules sont en dégénérescence; absence du canal nasal interne, du palais, de l'oreille moyenne, de la langue, de la mâchoire inférieure, des glandes salivaires; le cartilage hyoïde est réduit; les cartilages thyroïde et cricoïde sont absents, ainsi que les premiers anneaux de la trachée. L'examen des coupes sériées permet de donner un compte rendu précis de l'état des dérivés épithéliaux pharyngiens de ces deux fœtus.

*Fœtus* 1130. — Deux nodules épithéliaux représentent les seules ébauches glandulaires de cette région. Le premier est situé en arrière de l'hyoïde; sa structure ne permet pas d'établir s'il s'agit d'une ébauche de thyroïde ou de parathyroïde; à l'emplacement qui devrait être occupé par la thyroïde existe un second petit nodule épithélial indifférencié, dont la plupart des cellules présentent des aspects de dégénérescence. Le thymus est bien développé et en position normale.

*Fœtus* 1155. — Il existe ici seulement : 1° un nodule épithélial médian, situé à l'emplacement que devrait occuper le thymus. Ce nodule cordonnal a un diamètre transversal de 125$\mu$ et s'étend sur une hauteur de 200$\mu$ environ; 2° un petit groupe d'une vingtaine de cellules, situées en avant d'un anneau cartilagineux de la trachée; 3° deux petits amas épithéliaux nodulaires, situés de part et d'autre du pharynx et dont les cellules fortement colorées sont disposées en cordons denses et sinueux; la position juxta-pharyngienne ne correspond pas à l'emplacement d'un organe définitif, mais, d'après leur structure, il est possible que ces nodules correspondent plutôt à des ébauches parathyroïdiennes qu'à des ébauches thyroïdiennes.

Ainsi, chez ces deux fœtus, la glande thyroïde paraît absente (ou, si elle existe, elle n'est représentée que par des nodules épithéliaux sans structure thyroïdienne définie, sans acini, et sans colloïde); en outre, chez le fœtus 1155, le thymus est réduit à un nodule épithélial microscopique ([2]).

*Développement des fœtus.* — Des mensurations ont été effectuées chez les fœtus irradiés et les témoins de la même portée, dans les régions du corps qui n'ont pas été atteintes par le rayonnement. Elles sont résumées, pour ces deux derniers fœtus, dans le tableau ci-après et montrent que la croissance des embryons irradiés s'est effectuée d'une façon comparable à celle des témoins, malgré l'arrêt de l'histogenèse de la glande thyroïde et du thymus ([3]).

---

([2]) Chez les fœtus témoins de ces deux portées, la glande thyroïde est bien développée (avec des acini contenant de la colloïde en voie d'excrétion) et le thymus occupe un volume très important et a acquis sa structure caractéristique.

([3]) Les différences de poids existant entre ces irradiés et leurs témoins résultent

| Désignation des fœtus. | Sexe. | Poids (mg). | Age au moment du sacrifice. | Diamètre du thorax mesuré dans le sens antéropost. (mm). | transversal (mm). | Longueur appendice xyphoïde anus (mm). | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1130... | ♀ | 764,2 | 18 j. 13 h. | 7,5 | 7,5 | 10,5 | irradié |
| 1131... | ♂ | 1022,0 | » | 7,3 | 7,5 | 10,8 | non irradié |
| 1134... | ♀ | 1089,2 | » | 7,5 | 7,8 | 10,0 | » |
| 1155... | ♂ | 614,5 | » | 7,0 | 7,7 | 9,0 | irradié |
| 1156... | ♂ | 854,0 | » | 7,8 | 7,5 | 9,5 | non irradié |

En outre la forme, les contours, les proportions du corps et des membres des fœtus restent normaux (en dehors de la région irradiée). Autant que permet d'en juger l'examen histologique, le développement des organes non irradiés s'est effectué normalement [4].

*Organes sexuels.* — Le fœtus 1130 est une femelle dont les ovaires, les cornes utérines et l'utérus sont bien développés. Le fœtus 1155 est un mâle : sa distance ano-génitale est égale à $1^{mm},3$ (celle d'un mâle de la même portée est de $1^{mm},4$). Ses testicules, ses canaux déférents et ses vésicules séminales étaient aussi développés que ceux d'un mâle de la même portée; l'examen histologique a montré que ses gonades ont une structure normale et que les glandes annexes (vésicales séminales, bourgeons prostatiques et glandes coagulantes) sont en plein développement, présentant, comme chez le témoin, de très nombreuses mitoses.

L'appareil génital s'est donc développé normalement chez tous les fœtus présentant des lésions de la thyroïde et du thymus, ainsi que chez ceux chez lesquels ces glandes ne se sont pas différenciées.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Réserves lipidiques β-hydroxybutyriques chez* Azotobacter Chroococcum. Note de MM. **Maurice Lemoigne** et **Henri Girard**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Entrevue dès 1901 par M. W. Beijerinck [1], niée par A. Prazmowski dans le cas d'un développement normal [2], confirmée par Heinze [3], la production des graisses par les *Azotobacter* a été étudiée par C. Stapp [4]. Il a trouvé qu'il se formait, pour 100 de matière sèche, 9,43 de glycérides et 9,5 d'une substance insoluble dans l'éther mais soluble dans le chloroforme et qui offre l'aspect de la gutta-percha.

On doit à S. Winogradsky [5] une étude très précise de la morphologie et de l'œcologie des *Azotobacter*. Il constate, en autres choses, que les lipides

de l'atrophie de la région cervicale et de la réduction de la tête (cette dernière ayant été traversée par le faisceau de rayons X); la tête du fœtus normal 1134, sectionnée à la base du maxillaire inférieur, pèse $331^{mg}$.

(4) Seules, les surrénales présentent une altération de structure qui est vraisemblablement en rapport, comme nous pensons le montrer, avec les lésions hypophysaires et cérébrales que présentent ces fœtus.

(1) *C. f. Bakt.*, II, 7, 1901, p. 650.

(2) *Bull. Acad. Sc. Cracovie*, 11, 1912, p. 87.

(3) *Die Naturwiss.*, 1917 (cité par C. Stapp).

(4) *Z. physiol. Chem.*, 88, 1918, p. 445.

(5) *Ann. Inst. Pasteur*, 60, 1938, p. 351.

paraissent s'accumuler pour disparaître en partie quand l'enkystement se produit, alors qu'ils subsistent souvent quand il n'a pas lieu.

L'un de nous, en collaboration avec N. Roukhelman ([6]), a montré que, dans *B. megatherium*, on observe une évolution analogue des lipides β-hydroxybutyriques au moment de la sporulation. Il y a du reste une corrélation très étroite entre leur présence et celle de gouttelettes huileuses apparentes, dans le genre *Bacillus* [M. Lemoigne, B. Delaporte et M. Croson ([7])].

Il était donc intéressant de rechercher ces lipides β-hydroxybutyriques dans les Bactéries du genre *Azotobacter*.

Nous avons employé *Azotobacter Chroococcum*, isolé du sol et purifié suivant l'excellente technique de S. Winogradsky.

Les cultures ont été faites sur le milieu minéral gélosé indiqué par cet auteur, et, parmi les résultats obtenus avec les divers métabolites, nous citerons ceux concernant le glucose et l'acétate de calcium.

La technique d'isolement et de caractérisation du lipide β-hydroxybutyrique est celle décrite antérieurement ([6]). On a obtenu, dans tous les cas, le film caractéristique, facilement transformé en acide α-crotonique.

Les résultats quantitatifs sont résumés dans le tableau suivant :

| Culture sur gélose | Durée de la culture (jours). | Lipide β-hydroxybutyrique % de la matière sèche. |
|---|---|---|
| S-25. glucosée (boîtes de Roux) | 1 | 1,80 |
| | 2 | 17,60 |
| | 4 | 12,30 (*) |
| S-31. » ( » ) | 1 | 1,97 |
| | 2 | 11,16 |
| | 7 | 23,5 |
| S-33. » (boîtes de Petri de 18cm de diamètre) | 3 | 11,90 |
| | 4 | 14,60 |
| | 12 | 5,80 (*) |
| S-34. à l'acétate de Ca, sur boîtes rectangulaires de 49 × 70cm | 4 | 6,87 |
| | 5 | 15,40 |

(*) Enkystement.

Ces résultats montrent que les *Azotobacter* contiennent des quantités importantes de lipides β-hydroxybutyriques. Ce ne sont pas les seuls lipides, mais ils sont quantitativement importants.

Peu abondants dans les cultures jeunes, formant près de 20 % de la matière sèche avant l'enkystement, ils diminuent beaucoup quand celui-ci se produit.

C'est exactement ce qui a été observé avec *B. megatherium*, au moment de la sporulation.

La production de ces lipides β-hydroxybutyriques apparaît comme fréquente dans le monde microbien, puisqu'elle est commune aux espèces du genre *Bacillus* et à *Azotobacter Chroococcum*.

---

([6]) M. Lemoigne et N. Roukhelman, *Ann. Ferment.*, 5, 1940, p. 527.
([7]) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 819.

BACTÉRIOLOGIE. — *Existence de deux toxines cholériques mise en évidence par l'ultrafiltration fractionnée.* Note de MM. **Pierre Grabar** et **Jean Gallut**, présentée par M. Louis Martin.

Depuis qu'est connue la toxicité des cultures du V. cholérique, la genèse et la composition de sa toxine sont restées discutées. D'une part É. Metchnikoff, E. Roux et Salimbeni ([1]), se basant sur leurs expériences de culture du vibrion en sacs de collodion inclus dans le péritoine de Cobayes, ont pensé à une exotoxine. D'autre part on peut extraire des vibrions morts une substance toxique qui est manifestement une endotoxine, et qu'on sait être un complexe glucido-lipidique (g.-l.) représentant l'antigène somatique O de cette Bactérie. La coexistence des vibrions vivants et morts dans les cultures pouvait donc faire prévoir l'existence de deux toxines cholériques.

La technique décrite par P. Noël Bernard et J. Gallut ([2]) assure la production régulière et précoce d'une toxine cholérique présentant par ailleurs les caractères des endo- et des exo-toxines (opalescence des solutions de g.-l. et réaction des protéides). C'est cette toxine (souche du type Inaba) que nous avons fractionnée.

A. Le complexe g.-l., n'étant pas dialysable à travers les membranes de collodion de porosités usuelles, a été isolé en premier. Dès la quatrième heure de leur séjour en milieux glucosés les vibrions, dont 99 % sont déjà morts, libèrent tout leur antigène g.-l. ([3]).

L'ultrafiltration ([4]) nous a permis de préciser les dimensions moléculaires de ce complexe g.-l. : celles-ci sont différentes suivant qu'il s'agit du g.-l. extrait des vibrions eux-mêmes, ou du g.-l. extrait de la toxine. En effet : 1° le g.-l. extrait des vibrions, ultrafiltré dans l'eau bidistillée est arrêté par des membranes de 2R (diamètre moyen des pores) de 620 et $660^{m\mu}$; 2° le g.-l. extrait de la toxine, ultrafiltré en solution physiologique, contenant le même taux de glucose et au même pH que la toxine, est arrêté par une membrane de $2R = 224^{m\mu}$; 3° le g.-l. inclus dans la toxine totale est arrêté par la même membrane. La filtrabilité du g.-l. a été contrôlée d'abord par l'opalescence des ultrafiltrats, puis par leur non-précipitation avec un sérum anti-g.-l. épuisé par le polyoside.

B. La toxine totale, privée ainsi du complexe g.-l. par ultrafiltration sur une membrane de $2R = 224^{m\mu}$, ne contient plus que la fraction protidique. Celle-ci traverse même une membrane de $2R = 10^{m\mu},7$.

*Caractères des deux fractions.* — 1° Le g.-l. cholérique, qui présente une composition analogue à celle des autres g.-l. bactériens, s'en différencie par une teneur supérieure en N total (5 % en moyenne pour les souches utilisées). Cette teneur est la même pour les g.-l. extraits soit des vibrions, soit d'une

([1]) *Ann. Inst. Pasteur,* **10**, 1896, p. 257.
([2]) *C. R. Soc. Biol.,* **137**, 1943, pp. 10 et 11.
([3]) J. Gallut, *Ann. Inst. Pasteur,* **69**, 1943, p. 123.
([4]) P. Grabar, *L'ultrafiltration fractionnée,* Paris, 1943.

toxine âgée de 4 heures; elle tend par contre à s'abaisser (3,6 %) pour une toxine plus âgée. Le pouvoir antigène du g.-l. cholérique, déjà signalé par différents auteurs, a été étudié par nous sur des immunsérums de Lapin suivant les techniques de dosage quantitatifs des anticorps [5].

2° L'ultrafiltrat ($224^{m\mu}$) de la toxine totale est un liquide limpide, jaune citrin, qui donne les principales réactions des protéides : précipitation par l'acide trichloracétique, le tungstate de sodium et le sulfate d'ammonium à saturation, et réactions du biuret, de Millon et xanthoprotéique.

*Essais de toxicité.* — Pratiqués sur des Souris blanches ($15^g$), ils nous ont montré la différence des symptômes de l'intoxication mortelle provoquée par chacune des deux fractions. Ils reproduisent, scindés en deux groupes distincts, l'ensemble des signes classiques du choléra expérimental :

1° Chez la Souris l'action toxique du g.-l. se manifeste par la mort en moins de 24 heures. L'hypothermie est généralement peu marquée et les symptômes n'ont rien de très spécifique. A l'autopsie, ce sont les signes congestifs qui dominent : ils sont localisés à l'estomac, au duodénum, au jéjunum, qui présentent des zones hémorragiques, et aux surrénales.

2° L'injection de la seconde fraction ou de la solution du précipité tungstique de la toxine se traduit par un signe constant, l'hypothermie. Celle-ci est très marquée et rapide, la température tombant à 30° en moins de 3 heures, et atteignant enfin la température ambiante. La mort survient rarement avant 24 heures, presque toujours le 2e ou le 3e jour. Les mouvements respiratoires sont extrêmement ralentis, l'animal complètement prostré réagit pourtant aux excitations par une contracture généralisée, qui dure quelques instants pour faire place ensuite à la flaccidité initiale. La diarrhée est assez inconstante. Ces phénomènes reproduisent donc partiellement ceux observés dans la période dite d'algidité du choléra humain. A l'autopsie par contre, les signes congestifs manquent totalement et l'on ne peut guère noter qu'une distension plus ou moins marquée des anses intestinales.

Les sérums anti-g.-l. et antitoxine totale n'ont aucun pouvoir protecteur *in vivo* : on le vérifie en injectant la dose mortelle d'ultrafiltrat en même temps qu'une dose de sérum suffisante pour neutraliser la quantité de g.-l. contenue dans le même volume de toxine totale. Les animaux meurent en même temps que les témoins.

Nous croyons donc avoir apporté des preuves nettes de l'existence de deux substances toxiques différentes : l'une de nature glucido-lipidique, très volumineuse et d'action congestionnante, l'autre de nature probablement protidique, de dimensions relativement plus petites et hypothermisante.

A 16h30m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h45m. L. B.

---

(5) J. GALLUT et P. GRABAR, *Ann. Inst. Pasteur*, 69, 1943, p. 250.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 6 DÉCEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## RENOUVELLEMENT ANNUEL

### DU BUREAU ET DES COMMISSIONS ADMINISTRATIVES.

M. **Maurice Caullery** est élu Vice-Président pour l'année 1944 par la majorité absolue des suffrages exprimés.

MM. **Robert Bourgeois** et **Louis Bouvier**, par la majorité absolue des suffrages, sont réélus Membres des Commissions administratives.

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale à l'Académie que le tome 213 (juillet-décembre 1941) des *Comptes rendus* est en distribution au Secrétariat.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur les origines de l'amplidyne.*
Note (¹) de M. **Joseph Béthenod.**

On connaît le rôle important joué désormais, principalement dans la technique des courants faibles, par les amplificateurs électroniques de types divers; depuis quelques années, on a cherché, notamment aux États-Unis, à réaliser dans la technique des courants forts un dispositif pouvant rendre des services analogues, et on lui a donné généralement le nom d'*amplidyne*. Le principe très simple de ces *amplificateurs électromagnétiques* à courant continu est le suivant : on excite par le courant à amplifier une dynamo qui fournit entre balais un courant, proportionnel au premier, et pouvant correspondre évidemment à une énergie beaucoup plus grande que celle mise en jeu dans le circuit d'excitation. Si besoin est, on peut d'ailleurs appliquer cet artifice à plusieurs amplifications successives, en multipliant le nombre des dynamos ainsi mises en cascade. En général deux amplifications suffisent et l'on a

---

(1) Séance du 15 novembre 1943.

cherché, pour des raisons évidentes, à totaliser en une seule les deux machines, en utilisant une dynamo dérivée du type Rosenberg à quatre balais, employée pour fournir un courant constant. Pour qu'une telle machine réalise correctement le rôle d'amplificateur, il est indispensable de lui ajouter au moins un enroulement de compensation neutralisant la réaction d'induit dû à la circulation du courant de sortie.

Dès 1912, j'ai déjà mentionné l'intérêt d'une semblable addition dans une application particulière ([2]); il s'agissait d'établir une dynamo fournissant une tension sensiblement constante malgré des variations de vitesse considérables (éclairage des trains par exemple). A cet effet je comparais cette tension U à une tension fixe de référence E (batterie d'accumulateurs par exemple) au moyen d'un potentiomètre; un courant proportionnel à la différence $E-U$ circulait ainsi dans le circuit inducteur d'une machine Rosenberg *compensée*, l'usage du potentiomètre comparateur rendant peu praticable celui d'une dynamo ordinaire (nécessitant une puissance d'excitation notablement plus importante). En négligeant des effets secondaires, on était ainsi conduit à une égalité de la forme

$$K\omega^2(E-U)=U,$$

d'où

$$U=E\frac{K\omega^2}{K\omega^2+1},$$

K étant une constante appropriée, et $\omega$ la vitesse de rotation.

Cette expression montre que la tension U peut demeurer sensiblement constante, quand $\omega$ varie dans un domaine étendu.

Peu de temps plus tard, M. R. V. Picou, qui ignorait d'ailleurs certainement ma proposition, a exposé magistralement des utilisations possibles de la future *amplidyne* dans une remarquable communication faite à la *Société Française des Électriciens* en novembre 1913 (voir *Bulletin S. F. E.*, 3, n° 29, p. 889). Il a fallu près de trente ans pour que cette machine, d'origine essentiellement française, soit appliquée industriellement.

Bien entendu, on peut parfaire le fonctionnement de l'appareil par l'adjonction de diverses dispositions d'enroulements statoriques auxiliaires, notamment en vue d'empêcher tout *pompage*, lorsque sa sensibilité est rendue extrême.

## IMMUNOLOGIE. — *Ferment. Anaferment. Antiferment.* Note de M. Gaston Ramon.

Il y a vingt ans ([1]), nous faisions connaître l'anatoxine diphtérique et le principe fondamental des anatoxines. Une toxine microbienne, la toxine

([2]) Brevet français n° 452.815, déposé le 18 mars 1912.

([1]) *Comptes rendus*, 177, 1923, p. 1338.

diphtérique, déclarions-nous en substance, soumise à l'action simultanée de l'aldéhyde formique et de la chaleur (37° durant un mois), perd sa toxicité et devient totalement inoffensive tout en conservant ses propriétés immunologiques : elle se transforme ainsi en « anatoxine ».

Le principe de la préparation des anatoxines a été étendu, en dehors de la plupart des toxines microbiennes (exotoxines), aux toxalbumines végétales, telles que l'abrine, la ricine etc., aux venins, transformables de cette façon en anavenins ([2]). En l'appliquant également aux ultravirus comme celui de la vaccine, de la rage, de la fièvre aphteuse, de la peste bovine etc., on a réussi à obtenir des « anavirus », que nous désignons ainsi par analogie avec les termes anatoxine, anavenin etc. ([3]).

Or on sait que l'on a rapproché souvent, en ce qui concerne leurs caractères, leurs manifestations ou leur mode d'action, les toxines, les venins, les ultravirus et également les enzymes. Roux et Yersin, dès 1888, ont les premiers comparé la toxine diphtérique qu'ils venaient de découvrir aux diastases. Il n'est guère d'étude d'ensemble sur les ultravirus où l'on ne parle d'enzymes ou d'effet enzymatique.

Aussi pouvait-on se demander si certains ferments ne sont pas susceptibles d'être transformés en « anaferments » au sens immunologique du mot, et dans quelles conditions ?

Pour les recherches que, personnellement, nous avons entreprises dans cette voie, nous nous sommes adressé à un ferment, la papaïne, que nous employons journellement, depuis plusieurs années, dans la préparation des milieux de culture ([4]). La papaïne offre des propriétés singulières. D'une part elle est douée, *in vitro*, d'un pouvoir protéolytique aussi puissant que la pepsine ou la trypsine. D'autre part, *in vivo*, elle se comporte comme certaines toxines microbiennes ou certains venins. En effet, sa solution, filtrée à travers une bougie de porcelaine et injectée sous la peau du Cobaye, du Lapin ou du Cheval, y provoque des désordres locaux : un œdème inflammatoire suivi souvent d'une véritable escarre; à dose suffisante, elle entraîne la mort de l'animal. Dans nos essais, pour apprécier l'activité diastasique de la papaïne et sa dégradation éventuelle, sous l'influence du formol et de la chaleur, nous avons adopté une technique très simple :

---

([2]) Pour la bibliographie concernant ces questions, consulter G. Ramon, *Vingt années de recherches immunologiques*, Paris, 1943.

([3]) Tout dernièrement G. Roussy, M. et P. Guérin ont réussi à immuniser contre la leucémie des Poules une forte proportion de Poulets, à l'aide d'injections de sang contenant le virus et préalablement traité par l'aldéhyde formique (*Comptes rendus*, **216**, 1943 p. 233).

([4]) Voir par exemple G. Ramon, M^lle^ Germaine Amoureux et J. Pochon, *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 386.

Dans des tubes renfermant 1$^{cm^3}$ d'une solution (stérilisée) de gélatine à 3 % amenée à la température de 45°, on ajoute 1$^{cm^3}$ de dilutions de plus en plus fortes de papaïne en partant, par exemple, d'une solution de papaïne à 3$^g$ pour 100$^{cm^3}$ d'eau physiologique (1/10, 1/100, 1/200, 1/300. ..., 1/1000, 1/1500 etc.). On agite pour bien mélanger. Après 4 heures d'exposition des mélanges à 45°, on porte les tubes à la glacière (+ 2°). Au bout de 5 à 6 heures, on note quelle est la plus petite quantité de la solution de papaïne qui a provoqué à l'étuve la *gélatinolyse*; est-ce, par exemple, la dilution au 1/1000, nous dirons alors que la solution de papaïne employée est, en ce qui concerne son pouvoir diastasique, ainsi déterminé, active au 1/1000, ou par convention qu'elle contient 1000 unités gélatinolytiques au cm³, ce qui correspond, pour cette papaïne, à 35 unités par milligramme. Nous avons toujours obtenu avec cette technique des résultats réguliers.

Les solutions de papaïne à 1 %, à 3 %, dans l'eau physiologique, qui présentent, faisons-le remarquer, une certaine acidité (de pH 6 à pH 5 et même moins, suivant la concentration) se dégradent lentement et difficilement sous l'action de l'aldéhyde formique et de la chaleur, même avec une forte proportion de formol, qui risque alors de nuire grandement aux propriétés de la papaïne qui nous intéressent. Si, au lieu d'eau physiologique, on utilise, pour mettre en solution la papaïne, de l'eau boratée à 2 % ou de l'eau *phosphatée* (pH 8), on remarque, en premier lieu, que le formol ajouté dans ces solutions, à raison, par exemple, de 0,7 %, y provoque rapidement un précipité plus ou moins abondant [5]. On peut suivre, jour par jour, l'influence du formol et de la chaleur (40°) sur le pouvoir enzymatique de la papaïne traitée dans ces conditions, en isolant par centrifugation un peu de liquide que l'on examine au moyen de la technique très sensible *à la gélatine*. On reconnaît alors que le pouvoir diastasique baisse rapidement pour disparaître au bout d'un mois environ de séjour de la papaïne formolée à l'étuve. D'un autre côté, les essais effectués chez les animaux à l'aide de la même solution et de son précipité, montrent que la toxicité diminue graduellement. Après 1 mois de séjour à l'étuve, cette solution, injectée à répétition à des lapins, est bien supportée. De même un cheval peut en recevoir impunément de grandes quantités, tandis qu'un animal de la même espèce, auquel on injecte des quantités équivalentes de solution de papaïne non modifiée, finit par succomber à une véritable intoxication.

De ces expériences il ressort que, sous l'effet du formol et de la chaleur intervenant dans les conditions précisées, la papaïne perd progressivement sa propriété diastasique (*in vitro*) et toxique (*in vivo*). Cependant la question se pose de savoir si, dans les mêmes conditions, elle a conservé les qualités immunisantes qu'elle pouvait posséder et qu'il est difficile, sinon impossible, de mettre en évidence [6], étant donné que, non modifiée, la papaïne se montre toxique pour les animaux.

Dans le but de répondre à cette question, nous avons injecté (sous la peau) à une série de lapins, 3 doses de 3$^{cm^3}$ chacune d'une solution de papaïne à 3 % (dans l'eau phosphatée

---

(5) Lorsque la solution de papaïne dans l'eau boratée ou phosphatée est assez concentrée, l'addition de formol y entraîne la formation d'un précipité caillebotté, et même d'un véritable coagulum. Nous étudions dès maintenant à partir de cette constatation, diverses applications, d'ordre microbiologique et industriel, de la papaïne et du latex de *Carica-Papaya*. Ajoutons que, au cours de l'immunisation des animaux, le précipité joue le rôle d'un adjuvant de l'immunité.

(6) Voir à ce propos E. Pozerski, *Annales Inst. Past.*, **23**, 1909, pp. 205 et 320.

de pH 8) soumise à l'action du formol et de la température de l'étuve comme il a été indiqué. Après un tel traitement, ces animaux fournissent un sérum qui entraîne une floculation nette dans une solution de papaïne (0g,06 de papaïne ‰ d'eau physiologique) récemment préparée et filtrée, alors que le sérum de lapins *neufs* ou de lapins qui ont reçu de la papaïne chauffée 20 minutes à 100° ne manifeste aucune propriété floculante.

D'un autre côté, nous avons pratiqué, sous la peau d'un cheval, des injections répétées, à des intervalles de temps variant entre 5 et 7 jours, de doses progressivement croissantes (40-75-120-200-300-350cm³) d'une solution de papaïne formolée et étuvée semblable à celle servant aux expériences chez le Lapin. Le sérum de ce cheval acquiert, dans ces conditions, la propriété de déterminer une réaction de floculation typique, entièrement superposable à celle que nous avons fait connaître en 1922 (7) et qui est universellement mise à profit dans les laboratoires pour le dosage de la toxine, de l'anatoxine et de l'antitoxine diphtérique et de nombreux autres antigènes et anticorps. C'est ainsi que le sérum recueilli 8 jours après la 6e injection provoque, à la dose de 0cm³,4, l'apparition de la *floculation initiale* caractéristique, dans 1cm³ d'une solution de papaïne à 3g ‰ d'eau physiologique.

Ainsi la papaïne, qui a subi l'influence combinée du formol et de la chaleur et qui, de ce fait, a perdu sa toxicité, se comporte donc comme une *anatoxine* inoffensive et immunisante capable d'engendrer chez le Cheval, comme chez le Lapin, la formation de l'anticorps spécifique que permet de déceler et de titrer notre méthode de floculation.

Mais un tel anticorps est-il bien apte à *neutraliser* le pouvoir enzymatique de la papaïne comme l'antitoxine diphtérique neutralise le pouvoir toxique du poison diphtérique? Cet anticorps se comporte-t-il en un mot comme un *antiferment*? Pour apprécier l'influence que peut avoir le sérum de notre cheval, grâce à l'anticorps qu'il contient, sur le pouvoir enzymatique de la papaïne, une difficulté se présente. On sait en effet que le sérum des animaux *neufs* possède, dans une certaine mesure, la propriété d'empêcher la gélatinolyse due à un ferment tel que la papaïne. Cette propriété est le fait, non pas de l'intervention d'un anticorps spécifique, mais de substances existant normalement dans les sérums et dont le pouvoir *empêchant* s'exerce aussi bien à l'égard de la pepsine, de la trypsine qu'à celui de la papaïne. Pour être en droit d'affirmer qu'il s'agit bien d'un anticorps *neutralisant* présent dans notre sérum, il est indispensable que ce sérum s'oppose à la gélatinolyse sous un volume nettement inférieur à celui grâce auquel il l'empêche normalement. C'est précisément ce que nous a révélé l'expérimentation que nous avons réalisée de la façon suivante :

Nous préparons plusieurs séries de mélanges renfermant d'une part une quantité fixe de solution de papaïne : 1cm³ par exemple d'une solution à 0,3 ‰, représentant une dose sûrement capable (et même bien au delà) d'entraîner la gélatinolyse de 1cm³ de gélatine à 3 % et d'autre part des quantités variables 1cm³; 0,5; 0,2; 0,15; 0,1; 0,08; 0,06; 0,05; 0,04; 0,03 etc., de sérum de Cheval normal, pour la 1re série (8); du sérum d'un Cheval

(7) G. Ramon, *C. R. Soc. Biol.*, 86, 1922, pp. 661-711-813; *Revue d'Immunologie*, 6, 1940, p. 5.

(8) Par exemple le sérum du Cheval immunisé avec la papaïne formolée, ce sérum étant recueilli avant l'immunisation.

qui a reçu de la papaïne chauffée à 100°, pour la 2e série, et enfin du sérum de cheval qui a été immunisé avec la papaïne formolée et étuvée, pour la 3e série. Après 2 heures de contact, chacun des mélanges est versé dans des tubes contenant la gélatine; on porte à l'étuve durant 4 heures à 45°, puis à la glacière pendant 6 heures ou davantage, après quoi on constate les résultats. Alors qu'il suffit de $0^{cm^3},04$ de sérum de l'animal immunisé pour annihiler le pouvoir gélatinolytique de la quantité de papaïne employée, il faut au moins $0^{cm^3},1$ de chacun des autres sérums pour empêcher la gélatinolyse.

Ces expériences, maintes fois répétées, ont toujours fourni les mêmes résultats. L'existence du pouvoir antidiastasique, dans le sérum du cheval immunisé par les injections de papaïne ayant subi l'action de l'aldéhyde formique et de la température de l'étuve, est donc hors de doute, et d'ailleurs, ainsi qu'il est de règle en pareil cas, le pouvoir floculant de ce sérum correspond à son pouvoir antigélatinolytique, et la floculation initiale caractéristique de la réaction apparaît bien ici dans le mélange *neutre*, comme dans la floculation toxine-antitoxine diphtérique par exemple ([9]). Et, de même qu'avec un sérum antidiphtérique on peut titrer, au moyen de la floculation, le pouvoir toxique du poison diphtérique, de même avec le sérum antigélatinolytique on peut apprécier le pouvoir enzymatique correspondant de la papaïne. Le fait de pouvoir évaluer la propriété diastasique d'un ferment, à l'aide de la floculation, méthode immunologique, est digne d'attention.

Ainsi il résulte de l'ensemble de notre expérimentation que, sous l'action combinée du formol et de la chaleur agissant dans des conditions bien déterminées, la papaïne peut perdre ses pouvoirs toxique et enzymatique en conservant ses qualités immunisantes; elle peut donc se transformer en anapapaïne, qui provoque chez les animaux auxquels on l'injecte, l'apparition d'une antipapaïne douée de propriétés floculantes et neutralisantes à l'égard de la papaïne. Nous poursuivons avec nos collaborateurs les recherches en ce domaine; nous en ferons connaître plus tard les résultats détaillés. Nous nous bornerons aujourd'hui à conclure à la possibilité de la transformation d'un ferment tel que la papaïne en anaferment, lequel peut à son tour permettre d'obtenir chez l'animal, un antiferment capable, indiscutablement, de *neutraliser* spécifiquement le ferment en cause dans sa fonction diastasique.

Cette nouvelle application du principe fondamental des anatoxines consacre l'intérêt de la découverte annoncée ici il y a vingt ans.

M. **Philibert Guinier**, par l'organe de M. **Auguste Chevalier**, fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de M. Henri Heitz intitulé *La Forêt du Gabon*, dont il a écrit la *Préface*.

---

([9]) Dans le sérum des Lapins immunisés, le pouvoir antigélatinolytique n'atteint pas un degré suffisant pour être décelable, il est masqué à nos yeux par le pouvoir empêchant; seule la floculation nous révèle son existence tout en nous permettant de juger de sa valeur.

## ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Georges Reboul** est élu Correspondant pour la Section de Physique générale en remplacement de M. *Émile Mathias*, décédé.

## CORRESPONDANCE.

M[lle] **Madeleine Friant** adresse un Rapport sur l'emploi qu'elle a fait d'une subvention accordée sur la *Fondation Loutreuil* en 1942.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Madeleine Friant. *Catalogue raisonné et descriptif des collections d'ostéologie du Service d'Anatomie comparée du Muséum national d'Histoire naturelle. Mammifères.* Fascicule II : *Insectivora.* A. *Insectivora vera.* Sous-fascicule I. *Erinaceidæ.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les points singuliers exceptionnels* ([1]) *des équations différentielles du premier ordre, considérés comme limites de points singuliers simples.* Note de M[me] **Pierre-Louis Dubois-Violette**, présentée par M. Gaston Julia.

Envisageons d'abord l'équation

$$x^2 y' = ay + bx + f_2(x, y) \qquad (a \neq 0), \tag{1}$$

où $f_2(x, y)$ représente une fonction de $x$ et $y$, développable en série entière et dont le développement commence par des termes du second degré; nous avons montré que les intégrales peuvent être considérées comme la limite, lorsque $\varepsilon \to 0$, des intégrales de l'équation

$$x(x-\xi)y' = ay + bx + f_2(x, y) \tag{2}$$

dans un domaine entourant l'origine $|x| < \rho_0$, $|y| < h$. C'est la généralisation du résultat obtenu par M. Garnier dans l'étude des intégrales irrégulières des équations linéaires ([2]); cette généralisation a été obtenue par un procédé analogue : l'application au champ complexe de la méthode des approximations successives de É. Picard; d'ailleurs, en ce qui concerne (1), la méthode avait été déjà utilisée par Bendixson sur l'axe réel.

Nous adoptons comme chemins d'intégration des arcs de cercle passant par l'origine et coupant l'axe des $x$ sous un angle V au plus égal à un angle $V_0$

---

([1]) H. Dulac, *Mémor. Sci. Math.*, **61**, 1934, p. 18.

([2]) *Journal de Mathématiques*, 8[e] série, **2**, 1918, p. 102.

inférieur à $\pi/2$. Ces arcs de cercle forment une famille à deux paramètres balayant dans le plan de $x$ un certain domaine intérieur du cercle $|x| = \rho_0$. Ce domaine varie d'ailleurs avec les intégrales que l'on étudie; mais, à toute intégrale $Y(x)$ de l'équation (1) on peut attacher un domaine $D_1$ comprenant en particulier un secteur de sommet O, de rayon suffisamment petit et d'angle aussi voisin que l'on peut de $\pi$, mais inférieur à $\pi$. Ce secteur admet pour bissectrice la partie positive de l'axe réel, et nous retrouvons ainsi un résultat obtenu par M. Chazy (*Acta Mathematica*, 41, 1918). Dans le domaine $D_1$ on peut déterminer l'intégrale $Y_1(x)$ considérée par la méthode des approximations successives.

On trouve, en particulier, qu'il existe une intégrale et une seule de l'équation (1) pour laquelle le domaine de convergence des approximations successives s'étend à tout le cercle $|x| \leq \rho_0$.

Il s'agit maintenant d'étudier l'équation (2). Les chemins d'intégration utilisés $\mathcal{C}$ sont, cette fois, les courbes inverses par rapport à l'origine de spirales logarithmiques. Ces spirales logarithmiques admettent pour point asymptote le point inverse de $x = \varepsilon$ et coupent leurs rayons vecteurs sous un angle $V \leq V_0 (< \pi/2)$. Ces courbes admettent pour limite, lorsque $\varepsilon \to 0$, les cercles utilisés pour l'équation (1).

Les chemins $\mathcal{C}$ forment une famille à deux paramètres, déterminant, comme dans le cas précédent, à l'intérieur du cercle $|x| \leq \rho_0$ un certain domaine $D_2(\varepsilon)$, variable avec l'intégrale considérée. A l'intérieur de $D_2(\varepsilon)$ on peut déterminer les intégrales par la méthode des approximations successives.

Enfin nous définissons, dans le domaine commun à $D_1$ et $D_2(\varepsilon)$ un domaine tendant vers $D_1$ et où *la fonction* $Y_2(x, \varepsilon)$ *tend uniformément vers* $Y_1(x)$ *lorsque* $\varepsilon \to 0$ [de la même façon que $(1 - (\varepsilon/x))^{1/\varepsilon}$ tend vers $e^{1/x}$ lorsque $\varepsilon \to 0$].

De façon plus précise, quelque petits que soient $\rho_1$ et $\alpha$, quantités positives données à l'avance, pour toute intégrale $Y_1(x)$ on peut toujours déterminer un nombre $\varepsilon_0$ tel que l'on puisse associer à $Y_1(x)$ une intégrale $Y_2(x, \varepsilon)$ de l'équation (2) répondant à la condition suivante

$$|Y_2(x, \varepsilon) - Y_1(x)| < \alpha,$$

si $|\varepsilon| \leq \varepsilon_0$ et si $x$ se déplace dans la partie du domaine $D_1$, associé à $Y_1(x)$, pour laquelle on a $|x| > \rho_1$.

En définitive, nous pouvons considérer le point singulier à l'origine de l'équation (1) comme résultant de la fusion de deux points singuliers simples de l'équation (2), d'affixes $x = 0$ et $x = \varepsilon$.

Les mêmes méthodes s'appliquent aux points exceptionnels d'ordre $n$.

Les intégrales de l'équation

$$(3) \qquad x^n y' = ay + bx + f_2(x.\, y) \qquad (a \neq 0)$$

peuvent être considérées au voisinage de l'origine comme la limite des intégrales

de l'équation

$$(4)\qquad x(x^{n-1}-\varepsilon^{n-1})y' = ay + bx + f_2(x, y) \qquad (a \neq 0)$$

lorsque $\varepsilon \to 0$.

Par suite *le point exceptionnel d'ordre n de l'équation* (3) *peut être regardé comme la limite de n points singuliers simples infiniment voisins.*

Enfin la même méthode s'étend sans difficultés aux *systèmes d'équations différentielles*

$$x^n y'_i = \sum_{j=1}^{n} a_{ij} y_j + b_i x + f_i(x, y) \qquad (i = 1, \ldots, n),$$

pour lesquels l'équation caractéristique en $\lambda$, $|a_{ij} - \lambda\delta_{ij}| = 0$, n'a pas de racine nulle.

*Applications aux intégrales réelles.* — Les résultats précédents m'ont permis d'établir que la disposition, obtenue par Bendixson, pour les courbes intégrales d'une équation à point exceptionnel, n'est qu'un cas limite de la disposition correspondant à des points simples infiniment voisins.

SPECTROSCOPIE. — *Raies dipolaires magnétiques dans le spectre de l'hélium.* Note de MM. **Pierre Jacquinot** et **Jean Brochard**, présentée par M. Aimé Cotton.

1. L'existence des raies interdites de l'hélium a semblé d'abord liée à des conditions anormales d'excitation : champs électriques dans l'effet Stark ([1]) ou dans les atmosphères stellaires ([2]); mais certaines de ces raies peuvent être mises en évidence avec une très faible intensité, dans des conditions normales d'excitation ([3]).

2. Il a déjà été montré ([4]) que les raies P-F sont dues au rayonnement quadrupolaire, et les raies P-G au rayonnement octopolaire dans des conditions d'excitation qui peuvent être considérées comme normales. La présente Note a pour but d'examiner le cas des raies P-P. L'existence de ces raies peut être due, dans les mêmes conditions normales d'excitation, aux rayonnements dipolaire magnétique ou quadrupolaire, et en présence de champ électrique (appliqué ou interatomique) au rayonnement dipolaire forcé. L'étude de l'effet Zeeman doit permettre de distinguer entre ces différents modes de rayonnement.

3. Nous avons réussi à obtenir des photographies des décompositions

---

([1]) J. S. Stark, *Ann. de Phys.*, 56, 1918, p. 577; Foster, *Proceed. Roy. Soc.*, **117**, 1927, p. 145; J. M. Dewey, *Phys. Rev.*, **28**, 1925, p. 1108.

([2]) Elvey, *Astrophys. J.*, 69, 1929, p. 237.

([3]) P. Jacquinot, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1896.

([4]) P. Jacquinot, *ibid.*, **213**, 1941, p. 64; **216**, 1943, p. 581.

magnétiques des raies 4910 ($2^1P - 4^1P$), 4383 ($2^1P - 5^1P$), 4141 ($2^1P - 6^1P$). Ces trois raies sont des raies de singulets; nous n'avons pas réussi à observer de raies de triplets, bien qu'elles apparaissent dans les champs électriques utilisés pour l'effet Stark.

*Ces raies se sont montrées de nature dipolaire magnétique.* Leur décomposition se présente en effet sous la forme d'un triplet normal, quant aux écarts, mais dont les composantes sont polarisées de façon inverse à celles du triplet normal : c'est précisément la décomposition qui a été calculée par H. Niewodniczanski (5) par exemple. La contribution du rayonnement quadrupolaire (également autorisé), ou une contribution éventuelle du rayonnement dipolaire forcé, aurait pu être facilement mise en évidence si elle avait été de l'ordre d'au moins 0,25; on peut donc affirmer que ces modes de rayonnement n'interviennent pas, au moins dans ces limites.

4. Ces raies ont une intensité extrêmement faible; il était donc nécessaire d'utiliser des sources lumineuses très intenses.

Nous avons utilisé deux types de sources différentes de façon à avoir, pour une même énergie totale, des excitations relativement faibles (conditions normales) ou des excitations fortes (possibilité de champs électriques interatomiques).

La première source, déjà décrite dans une précédente Note, est un tube de $1^m,50$ de longueur absorbant une puissance de l'ordre de 2 kW (fréquence 10 Mc). La deuxième source correspond à des densités d'énergie beaucoup plus grandes; le tube, refroidi à l'eau, a $20^{cm}$ de longueur et $8^{mm}$ de diamètre intérieur; il peut absorber, dans les champs utilisés, jusqu'à 1500 W. Les deux sources ont donné exactement les mêmes types de décomposition.

5. Cependant l'intensité relative des raies P-P change avec l'intensité d'excitation; elle peut être, avec les excitations les plus fortes, plusieurs fois plus grande qu'avec les excitations faibles. La forte exaltation qu'elles subissent est probablement due à des champs électriques. Il est important de remarquer que même dans ce cas la figure de décomposition de Zeeman n'est pas modifiée et ne permet donc pas de mettre en évidence le mode de rayonnement dipolaire forcé; nous aurons à reparler des mesures concernant ce phénomène, observé également dans d'autres cas.

6. Le rayonnement dipolaire magnétique mis en évidence dans cette Note n'a été obtenu jusqu'à présent que dans des cas très rares.

Niewodniczanski en a signalé pour la première fois en 1934 un exemple sur une raie du plomb; Jenkins et Mrozowski (6) en ont donné un autre exemple également dans le cas du plomb. Ce nouvel exemple met en évidence le rayonnement dipolaire magnétique dans un cas beaucoup plus simple que les précédents.

(5) *Ibid.*, 198, 1934, p. 259.
(6) F. A. JENKINS et S. MROZOWSKI, *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 808.

RAYONS X. — *Rendement énergétique dans la luminescence excitée par les rayons X.* Note de M. **Georges Destriau**, présentée par M. Aimé Cotton.

Les travaux récents conduisent à admettre que, dans l'excitation par les rayons X de la luminescence de quelques substances, notamment des sulfures, le rendement énergétique est élevé, voisin même de l'unité d'après certains auteurs. Sans s'attacher à la valeur absolue du rendement, il en résulte comme conséquence que, quelle que soit la longueur d'onde $\lambda$ de la radiation excitatrice, la quantité de lumière restituée sous forme visible doit être sensiblement proportionnelle à l'énergie absorbée sous forme de rayons X.

Soit B la brillance d'un écran luminescent soumis à l'action d'un faisceau de rayons X d'intensité ionométrique $I_0$; il est facile de montrer que, dans cette hypothèse, en désignant par $\varepsilon$ l'épaisseur du cristal, par $\mu$ le coefficient d'absorption vraie pour les rayons X, par $\alpha$ le coefficient d'absorption de la lumière visible de fluorescence et par $\rho$ le rendement énergétique, on a

$$y = \frac{B}{I_0} = \rho \frac{\mu}{\mu - \alpha}(e^{-\alpha\varepsilon} - e^{-\mu\varepsilon}).$$

Le rapport $y$ est une fonction de $\lambda$ par la présence de $\mu$. Pour les monocristaux expérimentés, les quantités $\alpha\varepsilon$ et $\mu\varepsilon$ sont faibles, si bien que l'expression précédente se réduit sensiblement à

$$y = \frac{B}{I_0} \# \rho\mu\varepsilon,$$

d'où

$$\frac{dy}{y} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{d\mu}{\mu};$$

mais $\mu$ varie comme le cube de la longueur d'onde et il en résulte que, quelle que soit la substance,

$$\frac{dy}{y} = \frac{d\rho}{\rho} + 3\frac{d\lambda}{\lambda}. \qquad (1)$$

J'ai tracé expérimentalement les courbes $y = f(\lambda)$ pour un grand nombre de substances. Comme il n'est pas utile d'avoir un faisceau rigoureusement monochromatique, j'ai modifié la longueur d'onde en agissant simultanément sur la filtration et sur la tension accélératrice; je suis ainsi monté jusqu'à 400 kV avec une filtration de $6^{mm}$ d'acier et $4^{mm}$ de cuivre, ce qui correspond à une longueur d'onde efficace de 0,069 Å. La filtration permet d'obtenir des faisceaux intenses, ce qui rend les mesures photométriques faciles; celles-ci ont été effectuées par une cellule photoélectrique à couche d'arrêt et par photométrie visuelle à l'aide d'un *nitomètre* Jobin; les résultats obtenus par les deux méthodes étaient concordants. Les déterminations d'intensité des faisceaux excitateurs furent effectuées par un dosimètre de Hammer dont les indications avaient été contrôlées.

Toutes les courbes obtenues sont régulièrement croissantes avec la longueur d'onde et pour des substances très variées : sulfures de zinc et de zinc-cadmium, silicates et borates de zinc et de zinc-glucinium. Ces courbes, par une modification convenable d'ordonnées, arrivent à être presque superposables, ce qui montre, d'après la relation (1), que le rendement évolue suivant la longueur d'onde sensiblement de la même façon pour toutes ces substances. J'ai en outre vérifié que, conformément à la relation (1), les courbes qui correspondent à des cristaux de tailles différentes (30 et $70^{\mu}$) d'un même échantillon de sulfure de zinc, sont superposables par modification de l'échelle des ordonnées. L'étude de la courbure montre que le rendement décroît quand la longueur d'onde des radiations croît.

Par contre les courbes obtenues avec les germanates (de zinc et de zinc-glucinium) et les tungstates (de calcium, zinc et cadmium) ne peuvent pas se superposer aux précédentes; les variations du rendement sont bien plus importantes, surtout avec les tungstates; le rendement, faible pour les radiations très absorbables, devient important pour les radiations très pénétrantes. Il en résulte notamment que la brillance d'un écran au tungstate, bien plus faible que celle d'un écran au sulfure de zinc aux grandes longueurs d'onde (0,5 Å), devient au contraire plus forte aux courtes longueurs d'onde (0,07 Å).

LITHOLOGIE. — *Sur l'origine des sables de l'estuaire de la Seine.* Note de M. **Boris Brajnikov**, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

La méthode de choix pour la solution de ce genre de problèmes est, à l'heure actuelle, l'*analyse minéralogique des constituants détritiques des dépôts.* Suivant l'opinion de C. H. Edelman, la plus haute autorité en la matière, la fraction la plus caractéristique de ces constituants est formée des minéraux lourds ($d > 2{,}9$). Son étude est donc nécessaire et suffisante pour arriver à la solution générale.

Le problème particulier considéré dans cette Note exige une connaissance préalable de la composition qualitative et quantitative en minéraux lourds des sédiments du Bassin de la Seine. Celle-ci est malheureusement encore trop imparfaite et ne pourra progresser que très lentement, étant données l'étendue du Bassin et la variété de ses dépôts. Toutefois le peu que nous savons nous permet une généralisation de grande importance.

*Dans les terrains secondaires et tertiaires* [1] *du Bassin Parisien, deux groupements de minéraux lourds* [2] *dominent :* 1° tourmaline, zircon, rutile; 2° staurotide, andalousite, disthène, sillimanite, grenat, *en proportions variables. D'autres minéraux peuvent être présents en plus ou moins grande quantité, mais ils n'arrivent pas à constituer des groupements dominants, indépendamment des deux premiers, et ne peuvent l'emporter sur ceux-ci que localement.*

---

(1) Vatan, *Comptes rendus,* **205**, 1937, p. 70; B. Brajnikov, *ibid.*, **215**, 1942, p. 491.

(2) Dans cette Note, il ne s'agit que de minéraux transparents.

*Dans le Quaternaire et à l'Actuel* ([3]), *des groupements minéraux très divers peuvent être dominants dans les associations de minéraux lourds.*

*Cette distribution relève, semble-t-il, en général des conditions présidant à la génèse du dépôt et non de celles de son évolution* (stabilité physicochimique relative des espèces minérales).

Enfin on peut noter que, le plus souvent, dans ces dépôts, le nombre reconnu d'espèces minérales distinctes est petit, voisin de 15.

Si maintenant on étudie les sables de l'estuaire de la Seine ([4]), deux faits remarquables se dégagent : 1° une richesse peu commune en espèces minérales (de l'ordre de 30); 2° le groupement dominant de l'association est constitué de *hornblende*, d'*épidote* et de *grenat* et forme environ 60 % du total ([5]).

La conclusion qui s'impose est que *le sable de l'estuaire de la Seine est hétérochtone* ([6]) *par rapport à la masse des sédiments du Bassin du fleuve*. Par contre il offre des analogies si étroites avec ceux des sables du rivage normand de la Manche qui ont été décrits par J. A. Baak ([7]), que l'on est conduit à admettre qu'*il provient de cette mer* et a été amené dans l'estuaire par les courants de marée (flot). Une analyse plus serrée montre toutefois que des matériaux, provenant directement du continent, y sont représentés en faible quantité, notamment ceux provenant du revêtement miocène ou post-miocène des plateaux et des versants.

Ceci posé, il était nécessaire de voir jusqu'à quelle distance de l'embouchure pénètre le sable marin. Les caractères du sable de l'estuaire se retrouvent encore dans ceux dragués près La Neuville (en aval de Caudebec-en-Caux); plus en amont ils semblent s'atténuer graduellement par mélange avec le matériau continental. A Saint-Aubin-lès-Elbeuf le sable dragué est déjà pratiquement du type continental.

*Le sable d'origine marine se retrouve donc dans le lit de la Seine au moins jusqu'à la hauteur de Rouen.* On peut ajouter que la même conclusion, mais moins nette, se dégage de l'étude des limons dont est formée la basse terrasse de la Seine.

De l'aval vers l'amont le sable marin se cantonne dans les fractions de plus en plus fines; en même temps le matériau continental apparaît, d'abord dans les fractions grossières, puis envahit les fractions fines, à mesure que diminue

---

([3]) Recherches poursuivies en collaboration avec Mlle S. Duplaix.

([4]) Les échantillons de ces sables m'ont été communiqués par M. l'Ingénieur des Ponts et Chaussées P. Vasseur.

([5]) Ces sables contiennent en outre de 1 à 4 % d'agrégats qui correspondent à ce que Edelman a défini comme *saussurite*.

([6]) Je dis que deux associations ou formations sont *isochtones* quand leurs matériaux constituants sont originaires d'un même bassin d'alimentation; dans le cas contraire elles sont *hétérochtones*.

([7]) *Regional petrology of the southern North Sea*, Wageningen, 1936.

le matériau marin. Ceci semble indiquer que le principal facteur dynamique dans la constitution du dépôt est le courant du flot.

Les observations de Volmat sur l'origine marine des ensablements de l'estuaire semblent d'accord avec mes observations.

Il est intéressant de noter que certains limons recueillis sur le plateau entre Dieppe et Le Tréport seraient, d'après leur constitution minéralogique, isochtones avec les sables de l'estuaire de la Seine.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur le rôle de la ventilation dans les appareils utilisés pour mesurer les conductibilités électriques de l'air atmosphérique.* Note de M. **Louis Cagniard**, présentée par M. Charles Maurain.

Inventé depuis près de 40 ans (¹), le Gerdien constitue encore aujourd'hui l'appareil usuel servant à mesurer les conductibilités ioniques de l'air atmosphérique. Sa technique ancienne, peu satisfaisante, fut du reste perfectionnée notablement, à une date récente, par Mme Thellier (²). La méthode élégante de Mme Thellier évite en particulier la mesure peu sûre de certains coefficients d'influence.

Cependant, ayant eu à m'occuper de mesures de conductibilité, je me trouvais amené à analyser attentivement le fonctionnement du Gerdien et à reconnaître que sa réalisation n'était pas irréprochable. Pour opérer dans des conditions sûrement correctes, je dus en définitive modifier profondément la construction habituelle.

Ce qui n'est pas pleinement satisfaisant dans le Gerdien, c'est sa ventilation. Le problème de la ventilation des appareils de déperdition est complexe et fit l'objet, dans la première décade de ce siècle, de plusieurs études théoriques et expérimentales, aujourd'hui un peu oubliées. C'est ainsi que Riecke (³) se livra naguère sur cette question à des calculs laborieux qui sont cependant beaucoup trop particuliers et, par ailleurs, très peu satisfaisants. Riecke imagine en effet le cas très particulier d'une sphère conductrice chargée, placée dans une atmosphère ionisée. Il pose que la vitesse de l'air est uniforme *partout*, ce qui ne saurait constituer qu'une esquisse grossière des phénomènes réels, et il calcule péniblement les trajectoires des ions. Quoi qu'il en soit, Riecke parvient à cette conclusion, à première vue paradoxale, vérifiée *grosso modo* dans les expériences ultérieures de Schering (⁴), que la déperdition est indépendante de la ventilation. Elle est la même en air calme et dans un courant d'air.

---

(¹) H. Gerdien, *Physik. Z.*, 6, 1905, p. 800.
(²) *Ann. Inst. Phys. Globe*, Paris, **14**, 1936, p. 71 et **19**, 1941, p. 107.
(³) *Ann. der Phys.*, **12**, 1903, p. 52.
(⁴) *Ann. der Phys.*, **20**, 1906, p. 174.

Je vais envisager ici un corps de déperdition de forme quelconque, dans une atmosphère ionisée dont le mouvement est arbitraire, avec la restriction qu'il est permanent et stationnaire.

Je néglige les effets de la production, de la recombinaison et de la diffusion des ions. Je néglige aussi la charge spatiale. Enfin je traite en première approximation l'air comme un fluide incompressible.

Soient $n$ la densité ionique (des ions positifs par exemple), K la mobilité, $\vec{E}$ l'intensité du champ électrique, $\vec{w}$ la vitesse de l'air, $\vec{v} = K\vec{E} + \vec{w}$ celle d'un ion positif. Les hypothèses faites entraînent alors les équations

$$\operatorname{div}\vec{E} = \operatorname{div}\vec{w} = \operatorname{div} n\vec{v} = 0.$$

La première exprime que la charge spatiale est négligée, la seconde est l'équation de continuité aérodynamique et la troisième résulte du fait qu'un état de régime est établi.

De ces trois équations on déduit aussitôt

$$\vec{v}.\operatorname{grad} n = 0.$$

En d'autres termes *la densité ionique est constante tout le long d'une trajectoire ionique*. Dans le cas particulier où $\vec{w} = 0$ (air calme), la densité est constante tout le long d'une ligne de force.

Cela établi, nous remarquerons que c'est la densité ionique *au contact du conducteur* qui intervient dans le calcul de la déperdition par un corps quelconque ([5]). Une mesure de déperdition n'a donc de signification utile que si cette densité est identique à celle qu'on rencontre dans l'atmosphère extérieure.

Dans le Gerdien, on peut admettre que la densité ionique à l'entrée de l'appareil est la même que dans l'atmosphère extérieure. Donc, pour que la mesure soit correcte, et si les hypothèses à la base du calcul sont légitimes, *il faut et il suffit que chaque point de la surface du conducteur central soit l'aboutissement d'une trajectoire ionique dont l'origine se trouve dans l'orifice d'entrée.*

Or, lorsque la ventilation du Gerdien est, comme il convient, largement assurée, $\vec{w}$ est de beaucoup le terme prépondérant dans l'expression de $\vec{v}$, de sorte que les trajectoires ioniques diffèrent peu des lignes d'écoulement de l'air. Il est donc fort douteux que la condition imposée se trouve satisfaite dans toute la région du conducteur en arrière de laquelle se forme un espace tourbillonnaire.

Il ne faut pas non plus perdre de vue que nous avons négligé les effets de la production des ions et de leur recombinaison. Or, à l'intérieur de l'appareil,

([5]) Ch. Maurain, *Traité d'Él. atm. et tell.*, Paris, 1924, p. 107.

la production d'ions est notablement plus élevée qu'à l'extérieur, en raison surtout de l'activation des armatures par des dépôts radioactifs. Ce phénomène peut entraîner dans le Gerdien usuel des erreurs inadmissibles, principalement si la densité en petits ions est faible, comme il arrive dans l'air pollué des villes ou dans une atmosphère chargée de brouillard. On ne peut remédier à cette cause d'erreur qu'en réduisant les temps de transit des ions à l'intérieur de l'appareil. Or ces temps de transit sont beaucoup trop grands dans le Gerdien usuel, à cause de la trop faible vitesse du courant d'air d'une part, à cause des mouvements tourbillonnaires d'autre part.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Corrélation entre l'allongement d'un entre-nœud et l'inhibition du développement du bourgeon axillaire situé à sa base chez le Pois.* Note de M. **René Castan**, présentée par M. Louis Blaringhem.

On sait qu'une plantule de Pois, élevée à l'obscurité, pousse par son bourgeon terminal jusqu'à épuisement des réserves de la graine, tandis que les bourgeons axillaires restent au repos. On sait aussi que, si l'on sectionne l'extrémité apicale de la plantule en cours de croissance, le bourgeon axillaire

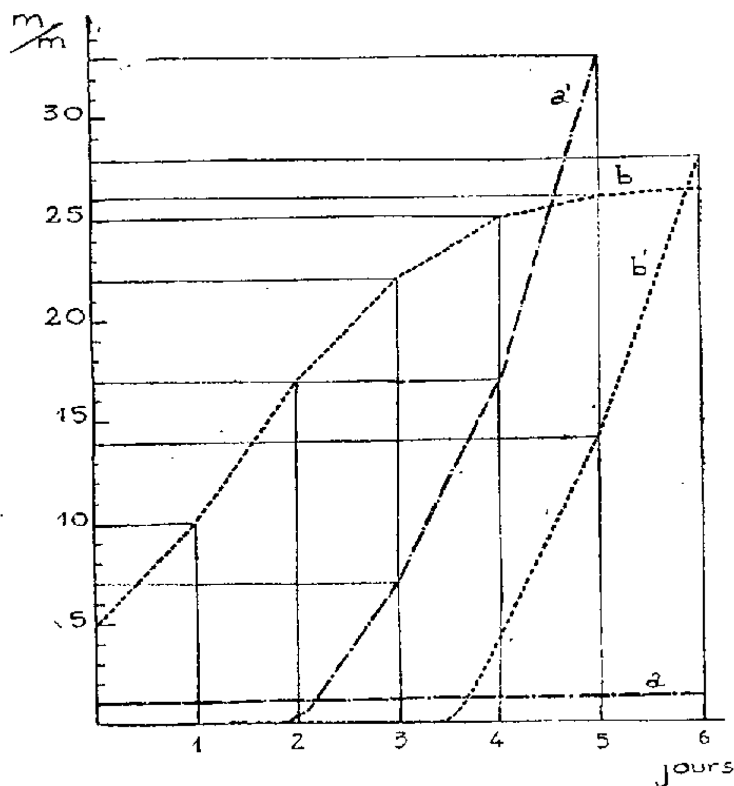



Fig. 1.

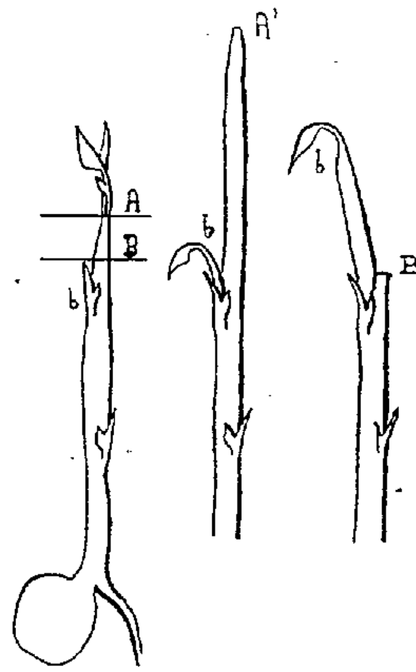



Fig. 2.

Fig. 1. — Allongement en millimètres du 3ᵉ entre-nœud (*b*) coupé au sommet; *a* entre-nœud coupé à sa base, développement du 2ᵉ bourgeon axillaire quand on coupe le 3ᵉ entre-nœud à sa base *a'* et croissance du 2ᵉ bourgeon axillaire quand on coupe le 3ᵉ nœud à son sommet *b'*.

Fig. 2. — A, niveau d'amputation du 3ᵉ entre-nœud pratiquée à son sommet; dans ce cas l'entre-nœud continue à s'allonger A' avant que le bourgeon axillaire *b* s'allonge. — B, niveau d'amputation à la base du 3ᵉ entre-nœud; dans ce cas le bourgeon axillaire *b* s'allonge sans retard.

situé le plus près de la section ne tarde pas à sortir du repos et à s'allonger. Ce phénomène exige cependant une analyse plus précise.

Prenons une plantule au moment où le 3ᵉ entre-nœud, situé au-dessus du 2ᵉ bourgeon axillaire, est encore très court, 4 à $5^{mm}$. Cet organisme est alors formé de cellules très courtes, presque isodiamétriques (40 à $50^{\mu}$), qui ne sont

plus capables de se multiplier, mais seulement de grandir pour atteindre finalement environ 360$^{\mu}$. A sa base cependant, des cellules ont déjà atteint cette longueur et ne grandissent plus. Nous pouvons amputer la plantule de son bourgeon terminal au-dessus du 2$^e$ bourgeon axillaire en sectionnant la tige soit au sommet, soit à la base de cet entre-nœud, c'est-à-dire en laissant au-dessus du 2$^e$ bourgeon axillaire ainsi conservé soit tout l'entre-nœud supérieur, soit seulement une portion insignifiante de la base de cet entre-nœud. Dans les deux cas, le 2$^e$ bourgeon axillaire va bientôt s'allonger, comme il est normal, mais la levée de l'inhibition qu'il supportait avant l'amputation va présenter des différences significatives.

Si l'entre-nœud est coupé près de son sommet, il continue d'abord à s'allonger, un peu moins vite cependant, presque autant que s'il n'avait pas été amputé; cette période dure 2 à 4 jours. Pendant ce temps le 2$^e$ bourgeon axillaire, situé à sa base, reste en repos apparent et ne commence à se développer que lorsque l'allongement de l'entre-nœud cesse, ou commence à se ralentir; au contraire, si l'entre-nœud a été coupé à sa base, le bourgeon axillaire immédiatement voisin commence à s'allonger environ 48 heures après l'amputation.

Cette différence est bien due à l'état de croissance ou de non-croissance de l'entre-nœud, et non à la présence ou à l'absence d'un moignon d'entre-nœud au-dessus du bourgeon axillaire dont on observe le réveil. En effet, si l'on attend pour procéder à l'amputation que l'entre-nœud ait atteint tout son allongement, soit 35 à 40$^{mm}$, le 2$^e$ bourgeon axillaire commencera à se développer environ 48 heures après l'amputation, que celle-ci ait eu lieu au sommet ou à la base de l'entre-nœud. L'allongement de l'entre-nœud est nécessairement provoqué par les substances de croissance (auxines) qu'il reçoit du bourgeon terminal et qui descendent dans la tige, ou qu'il fabrique lui-même à son extrémité apicale dans ses cellules les plus juvéniles quand ce bourgeon est amputé. C'est seulement quand la formation d'auxine cesse à l'extrémité apicale par suite du vieillissement des cellules de l'entre-nœud que le bourgeon axillaire commence à pousser. Nous conclurons de cette corrélation que l'auxine est directement un facteur d'inhibition des bourgeons axillaires.

Dans le cas où l'on se contente de mettre en rapport l'existence du bourgeon terminal et l'inhibition des bourgeons axillaires, on ne peut pas choisir entre les deux explications possibles de l'inhibition, soit une action propre à l'auxine empêchant la reprise du développement du bourgeon axillaire le long duquel elle s'écoule, soit une déviation de substances nutritives nécessaires au développement du bourgeon axillaire qui sont dirigées vers le bourgeon terminal qui les consomme. Les expériences où l'on fait intervenir des additions artificielles d'auxine pour remplacer l'action inhibante du bourgeon terminal sont suspectées par plusieurs physiologistes, comme faisant intervenir des auxines synthétiques en doses anormalement élevées et comme rentrant ainsi dans

le cadre de la pharmacodynamie et non de la physiologie normale de la plante.

Dans notre expérience aucune substance étrangère n'est introduite. Ici, l'inhibition n'est due qu'à la production temporaire d'auxine par l'entre-nœud supérieur, lequel, s'il croît encore, ne procède plus à aucune multiplication cellulaire et ne consomme ainsi aucune des substances nutritives nécessaires à la multiplication des cellules du bourgeon axillaire.

En conséquence, même si l'auxine n'est pas le seul facteur responsable de l'inhibition des bourgeons axillaires, du moins notre expérience apporte-t-elle un sérieux argument de plus en faveur de l'interprétation hormonale de l'inhibition.

PHYSICOCHIMIE AGRICOLE. — *Influence d'une imbibition par divers liquides sur la résistance au délitement des agglomérats terreux dans l'eau.* Note de M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Maurice Javillier.

Nous avons signalé (¹) qu'une particule de terre imbibée avec précaution par $H^2O$ ou par $CCl^4$ se comporte différemment quand on l'immerge ultérieurement dans l'eau. La particule imbibée d'eau résiste au délitement, si toutefois son complexe colloïdal ne contient pas une quantité importante d'ions alcalins. Au contraire, la particule imbibée de $CCl^4$ se délite complètement si elle ne contient pas de matières organiques et résiste à l'action de l'eau dans le cas contraire. Nous avons étudié l'effet d'une imbibition par divers liquides dans le but de préciser le mécanisme de ce phénomène. L'essai a été réalisé suivant la technique n° 2 indiquée antérieurement ([1]).

Sols essayés (% de particules restées sur un tamis de $0^{mm},2$).

| Liquide d'imbibition... | Versailles Horizon B. 1. | Capi sous-sol argileux. 2. | Versailles (forêt riche en humus) Horizon A. 3. | Même sol que 3, rendu sodique par échange de base. 4. | Même sol que 1, rendu sodique par échange de base. 5. |
|---|---|---|---|---|---|
| Eau | 33,5 | 49,5 | 37,5 | 2,5 | 2 |
| Alcool méthylique | 31,5 | 53,5 | 35,5 | 5,5 | 2 |
| Acétone | 33,1 | 48 | 35 | – | 1,5 |
| Alcool isobutylique | 34 | 46 | 38,5 | – | 2 |
| Éther | 26 | 32 | 36 | – | 2,5 |
| Alcool laurique | 10 | 14,5 | – | – | 2 |
| Nitrobenzène | 7,5 | 7 | 32 | 14,5 | 2 |
| Tétrachlorure de carbone | 7,5 | 6 | 21 | 14 | 3 |

Ce tableau montre que, dans le cas de sols n'ayant pas fixé d'ions alcalins,

(¹) S. Hénin, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 509.

les fonctions alcool, cétone, éther-oxyde ont une action protectrice. Mais, si la dimension de la molécule qui les porte croît, cette action semble s'atténuer (cas de l'alcool laurique). Ce dernier fait n'est cependant pas général, puisque nous avons montré antérieurement ([2]) qu'un pré-traitement avec un acide gras ou de l'huile de lin avait un effet protecteur considérable (78,5 % avec la terre I). Au contraire un pré-traitement par les hydrocarbures ou leurs dérivés halogénés et nitrés a une action destructrice, sauf si la terre est riche en matières organiques. Une seconde série d'essais nous permet de préciser ces constatations.

| Liquide d'imbibition..... | $CCl^4$. | $CHCl^3$. | $CH^3Cl$. | $CH^3NO^2$ | $HCONH^2$. | $HCH^2OH$. | $HCO^2H$. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Moment électrique du liquide. | 0 | 1,0 | 1,9 | 3,3 | 3,22 | 1,67 | 1,5 |
| Versailles (sol de culture)... | 4 | 10 | 25 | 34,5 | 39 | 32 | 37 |

| Liquide d'imbibition................ | $C^6H^6$. | $C^6H^5Cl$. | $C^6H^5NO^2$. | $C^6H^5NH^2$. |
|---|---|---|---|---|
| Moment électrique du liquide essayé...... | 0 | 1,73 | 4,08 | 1,51 |
| Versailles (sol de culture)............... | 4 | 10 | 24,5 | 48 |

Ces résultats conduisent à ajouter aux fonctions protectrices énumérées dans le cas de terres pauvres en matières organiques les fonctions acide, amine, amide. Dans le cas d'une terre contenant une petite quantité de matières organiques, l'action protectrice des dérivés des hydrocarbures croît avec leur moment électrique, alors qu'en présence de fonctions spécifiquement protectrices, cette propriété semble ne pas intervenir. Enfin la comparaison des essais de la deuxième série confirme que la dimension de la molécule tend, dans certains cas, à diminuer l'effet protecteur de la fonction qu'elle porte. En effet, à moment électrique égal les dérivés du benzène protègent moins que les dérivés du méthane.

L'influence protectrice peut s'expliquer par l'énergie avec laquelle le liquide servant au pré-traitement est fixé par le sol. J'ai cherché à vérifier cette hypothèse par les considérations suivantes. D'après la littérature ([3]) les liquides protecteurs sont ceux qui dégagent la plus grande chaleur d'humectation au contact de la terre. Il y a exception pour les liquides organiques mouillant des terres riches en humus. Mais cette exception s'élimine si l'on considère le pouvoir émulsifiant des terres vis-à-vis des systèmes formés par les hydrocarbures essayés et l'eau ([2]). Une autre vérification consiste à utiliser en pré-traitement un mélange azéotropique de première espèce (acétone, sulfure de carbone) en comparaison avec un mélange azéotropique de seconde espèce (acétone, chloroforme). Comme dans le second cas, l'activité des molécules, à

---

([2]) S. Hénin, *Étude physicochimique de la stabilité structurale des terres*, Paris, 1938.

([3]) Müntz et Gaudechon, *Ann. Agron.*, 2e série, 2, 1909, p. 393; Janert et J. L. Russell, *Zeits. f. Pflanz.*, 33, 1934, p. 79.

concentration moléculaire égale, est plus faible que dans le premier cas; l'effet protecteur exercé par le second mélange doit être, à même concentration, plus faible que celui exercé par le premier. Bien que les différences soient faibles, l'expérience permet en général de constater l'effet prévu. Une dernière vérification repose sur le fait qu'un pré-traitement avec une solution de $Cl^2Mg$ à 30 % dans l'eau, exerce un effet protecteur moindre que l'eau. Dans ce cas aussi, l'activité de l'eau étant plus faible dans la solution, le mécanisme de la diminution de l'effet protecteur est analogue à celui observé précédemment. L'hypothèse se vérifie donc.

Ces résultats permettent d'établir une méthode susceptible de mettre en évidence l'origine de la stabilité des particules de terre vis-à-vis de l'eau. Si cette stabilité est due à la matière organique, l'effet d'un pré-traitement par les dérivés des hydrocarbures n'aura pas d'effet destructeur, ou n'aura qu'un effet destructeur modéré. C'est ce que nous avons établi expérimentalement.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur une substance vasodilatatrice présente dans certains extraits de sang et d'exsudat.* Note de MM. **Jean-Louis Parrot** et **Gabriel Richet.**

Les exsudats possèdent la propriété de déterminer une contraction de l'intestin isolé de Cobaye. Les travaux de Bier et Rocha e Silva ([1]) permettaient, semblait-il, d'attribuer cette action exclusivement à l'histamine, et d'accorder par suite un rôle essentiel à cette substance dans l'exsudation et plus généralement dans l'inflammation. Nous avons repris l'étude de cette action et nous avons constaté qu'elle devait être attribuée, pour la plus grande partie, à une substance organique distincte de l'histamine et de l'acétylcholine, moins stable que le premier de ces corps, plus stable que le second.

Nous avions précédemment dosé l'histamine dans le sang et dans les exsudats au cours de la tuberculose aiguë chez l'Homme et chez le Cobaye ([2]), selon la méthode de Barsoum et Gaddum, modifiée par Code ([3]); les extraits avaient subi notamment une ébullition de 1 h. 30 min. en milieu chlorhydrique; ils étaient éprouvés sur l'iléon isolé du Cobaye et sur la pression artérielle du Chat après atropinisation ($0,5 \times 10^{-7}$ pour l'organe isolé, $0^{mg},2$ par kilogramme pour le Chat). Or leur action était beaucoup plus grande lorsque les tests n'avaient pas été atropinés. Qu'il y ait alors une légère activité supplémentaire, le fait est connu et généralement attribué à la présence de choline (Barsoum et Gaddum). Il ne pouvait en être de même ici : en effet nous avons dosé la choline de nos extraits à l'état d'acétylcholine, après acétylation selon

---

([1]) *Virchows Arch.*, **303**, 1939, pp. 325-345.
([2]) *C. R. Soc. Biol.*, **137**, 1943, p. 380.
([3]) *Journ. of Physiol.*, **89**, 1937, pp. 257-268.

la technique de Mentzer, Corteggiani et Carayon-Gentil [4] et nous avons trouvé des quantités allant de 6 à 25$^{mg}$ de chlorure de choline par litre de sang; or l'activité non histaminique de nos extraits pouvait équivaloir à une concentration de 130$^{mg}$ de chlorure de choline par litre.

Nos extraits furent alors éprouvés à la fois sur deux intestins de Cobaye : l'un était soumis à l'action de l'atropine, l'autre à celle du chlorhydrate de la N-diméthylaminoéthyl-N-benzylaniline ou 2339 RP, qui, à la concentration de $10^{-6}$, supprime l'action de l'histamine : le premier test nous permettait de doser l'histamine, et l'autre la nouvelle substance [5].

Soluble dans l'eau, l'alcool éthylique, l'alcool amylique et l'acétone, celle-ci est insoluble dans l'éther, le chloroforme, le benzène et l'éther de pétrole. Elle dialyse. Lentement détruite en milieu alcalin à la température du laboratoire, elle est détruite en 10 min. à 100° en présence de soude N/10. Elle est relativement stable en milieu acide; cependant une ébullition en milieu chlorhydrique normal détruit environ 20 % de la quantité présente en 20 min., 35 % en 1 h. 30 min. A la température du laboratoire, elle peut être conservée plusieurs mois en solution hydroalcoolique à 30 %. Elle n'est pas précipitée par l'acide trichloracétique à 10 %. Elle est adsorbée par le charbon et par la permutite. Le sérum humain, dilué au 1/10$^{e}$, inactive environ la moitié de la quantité présente en 15 min. à pH 7,4, à 10° C. Hypotensive chez le Chien chloralosé et le Chat anesthésié au Numal, elle provoque notamment une vasodilatation rénale. Dépourvue d'action sur la membrane nictitante du Chat, elle détermine une contraction de l'iléon isolé du Cobaye, du jejunum isolé du Chien et du muscle dorsal de la Sangsue.

L'acétylcholine, soluble dans le chloroforme, est complètement détruite par une ébullition de 20 min. en milieu chlorhydrique normal, et nous avons vérifié en effet que cette amine, ajoutée à nos extraits (1$^{\gamma}$ par cm$^{3}$) avant l'ébullition, avait complètement disparu après celle-ci. Notre substance est donc distincte de l'acétylcholine. D'ailleurs un même échantillon de nos extraits donne sur plusieurs tests des équivalents acétylcholiniques très différents, 5 ou 6 fois plus grands, par exemple, sur l'intestin de Cobaye insensible à l'histamine que sur le muscle de Sangsue ésériné. Un même échantillon sur un même test donne, pour diverses doses, des équivalents acétylcholiniques qui ne sont pas proportionnels à ces doses : par exemple, sur l'intestin de Cobaye, le même échantillon donne 0$^{\gamma}$,35 pour 1$^{cm^3}$ et 0$^{\gamma}$,07, soit 5 fois moins, pour 0$^{cm^3}$,5. L'atropine diminue et l'ésérine augmente l'action des deux substances, mais ces modifications sont quantitativement différentes : l'ésérine, sur le muscle de Sangsue ($10^{-5}$) et sur le Chien (0$^{mg}$,1 par kg),

---

[4] *Bull. Soc. Chim. biol.*, **21**, 1939, p. 503.

[5] Un échantillon très actif, conservé en milieu hydroalcoolique à 30 %, nous servait d'étalon pour cette dernière mesure.

multiplie par 2 ou 3 l'efficacité de notre substance, mais par 100 au moins celle d'une dose équivalente d'acétylcholine sur le premier test, et par 20 ou 30 sur le second. Quant à l'atropine, lorsqu'on la fait agir à concentrations progressivement croissantes (de $10^{-10}$ à $10^{-8}$) sur l'intestin de Cobaye, elle affecte l'action de l'acétylcholine plus précocement et plus complètement que celle de notre substance, de sorte qu'à la concentration de $10^{-9}$ ou $10^{-8}$, elle multiplie par 4 ou 5 l'équivalent acétylcholinique de celle-ci. Enfin les deux substances sont instables en présence de sérum humain; mais, dans les mêmes conditions (même sérum dilué au 1/10, pH 7,4 à 26° C.), des doses équivalentes sont détruites en des temps très différents : 8 min. pour l'acétylcholine, plus de 40 min. pour notre substance.

Nous avons retrouvé la même substance dans des cas de fièvre typhoïde, de toxi-infection maligne ou de poussée ulcéreuse gastrique ou duodénale.

Cette substance peut troubler le dosage de l'histamine, et surtout celui de l'acétylcholine. Sa présence a pu conduire à surestimer l'importance physiologique et physiopathologique de ces deux substances. C'est vraisemblablement le cas du rôle qui a été attribué à l'acétylcholine comme médiateur des nerfs vasodilatateurs (Wybauw), et à l'histamine comme agent de l'inflammation (Bier et Rocha e Silva).

PHARMACODYNAMIE. — *Tolérance du cœur de Souris et de Rats vis-à-vis d'injections intracardiaques*. Note de M^me **N. Dobrovolskaïa-Zavadskaïa** et M^lle **E. Guberan**.

Nos recherches sur l'influence de différentes substances sur la croissance des tumeurs nous ont conduites à chercher à introduire certains produits de solubilité limitée directement dans le sang de petits animaux de laboratoire.

Vu l'intérêt méthodique pour l'expérimentation des résultats obtenus, nous relatons ici nos essais sur les possibilités d'injections intraveineuses et d'injections intracardiaques de trois produits pouvant servir de véhicule pour les substances qui ne sont pas hydrosolubles, soit l'alcool éthylique jusqu'à 70°, l'huile d'œillettes et l'essence de moutarde, cette dernière en combinaison avec d'autres solvants pour diminuer sa concentration.

Les injections ont été faites, sous anesthésie générale à l'éther, dans le cœur, l'aiguille étant introduite à mi-hauteur du bord gauche du sternum, en s'assurant préalablement chaque fois, par une légère aspiration de sang, qu'on était bien dans la cavité cardiaque. Les injections dans la veine jugulaire ont été également faites, sous anesthésie générale, par une petite ouverture de la peau au niveau de la veine; les injections dans une veine caudale nécessitaient seulement une bonne fixation de l'animal. Toutes ces manipulations ont été en général bien supportées, mais les produits injectés eux-mêmes n'étant pas inoffensifs, on a observé presque chaque fois, même dans les cas de rétablis-

sement ultérieur, un arrêt momentané de la respiration et des battements du cœur. Les solutions à injecter n'étaient pas toutes limpides; celles qui contenaient de l'essence de moutarde, par exemple, se présentaient sous forme d'émulsions, il fallait les secouer fortement juste avant l'injection pour rendre l'émulsion plus fine.

Voici quelques détails sur ces expériences : sur 5 souris mâles adultes dont le poids variait de 21 à 26g, une seule a pu être injectée dans le cœur, trois fois en trois jours successifs : 2/56 cm³ d'alcool à 70° et deux fois 2/56 cm³ d'un mélange d'essence de moutarde à 1/120 d'eau physiologique alcoolisée à 35°. L'animal est mort d'hémorragie cardiaque. Les trois autres souris sont mortes après une ou deux injections semblables. La 5e souris a reçu quatre injections de mélange d'essence de moutarde à 1/120 d'eau physiologique, dans une veine caudale; elle est morte le 5e jour, de broncho-pneumonie.

Des 7 rats adultes utilisés dans cette série d'expériences, 2 ont supporté des injections réitérées (2 à 3 fois) pendant une journée, dans la veine jugulaire, d'alcool à 70° (1/20 cm³) et de solution d'essence de moutarde dans l'huile d'œillettes (1 : 30) : difficulté momentanée de la respiration, restauration en une heure. La répétition de ces injections le lendemain a amené la mort des animaux. La dose de 1/8 cm³ d'huile d'œillettes et de solution moutardée sus-mentionnée dans le cœur n'a pas été supportée par 2 autres rats. Le 5e rat a pu être injecté dans le cœur quatre fois avec de la solution huileuse moutardée : 1/20 cm³ trois fois bien supporté, mort après l'injection de 1/15 cm³. Le 6e rat a reçu trois injections d'huile d'œillettes (1/8, 1/15 et 1/15 cm³) dans la veine jugulaire et deux injections pareilles (à 1/15 cm³) dans le cœur. Il est mort le 6e jour avec une région du poumon hépatisée en triangle. Le 7e rat a été en traitement du 26 juin au 23 novembre et il a été injecté dans le cœur 107 fois. Il a reçu au début quatre injections d'alcool à 70° (1/20 à 1/8 cm³), puis des combinaisons différentes d'alcool, d'essence de moutarde, d'huile et d'eau physiologique. L'animal est resté longtemps en bon état, propre, sans trace de gale. Ce n'est que vers le milieu de novembre qu'il a maigri un peu. Il est mort par asphyxie accidentelle (fuite de gaz d'éclairage); on a trouvé à l'autopsie des adhérences entre le péricarde et le sternum, le cœur pas trop altéré et les organes modifiés par l'intoxication gazeuse.

*En définitive* les solutions autres que les solutions aqueuses peuvent être introduites directement dans le sang de petits animaux; les doses tolérées pour l'alcool à 70°, l'huile d'œillettes et des mélanges moutardés ont varié de 1/28 à 1/8 cm³. Avec une aiguille très fine, on peut faire pendant deux ou trois jours successifs des injections intracardiaques chez la Souris, mais, la paroi de l'organe n'étant pas assez épaisse, ces animaux périssent finalement d'hémorragie. Le Rat se prête beaucoup mieux aux expériences de ce genre. La survie

maximum s'élève, chez un rat sur 7, à 150 jours; cet animal a supporté 107 injections intracardiaques sans qu'il soit mort d'hémorragie et sans que son cœur subisse une altération trop grave [1].

La séance est levée à $15^h 50^m$.

A. Lx.

---

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

### Ouvrages reçus pendant les séances de novembre 1943.

*Esquisse d'une histoire des sciences mathématiques en Belgique*, par Lucien Godeaux. Bruxelles, Office de publicité, 1943; 1 fasc. $19^{cm}$,5.

*Cahiers de la fondation française pour l'étude des problèmes humains*, par Alexis Carrel. Fasc. 1. *Ce qu'est la fondation. Ce qu'elle fait.* Paris, Presses universitaires de France, 1943; 1 fasc., $22^{cm}$,5.

Groupement français pour le développement des recherches aéronautiques. Rapport technique n° 9. *Tables numériques pour le calcul de la répartition des charges aérodynamiques suivant l'envergure d'une aile*, par Joseph Pérès et Lucien Malavard avec la collaboration de Lucien Romani. Clermont-Ferrand, 10, rue de la Treille, et Paris, Gauthier-Villars, 1943; 1 fasc. $27^{cm}$.

*Précis de génétique appliquée à la médecine vétérinaire*, par N. Kobozieff et N. A. Pomriaskinsky-Kobozieff. Paris, Vigot frères, 1943; 1 vol. $25^{cm}$,5 (présenté par M. M. Caullery).

*Eugène Charabot* (1870-1938), par René Salgues. Brignoles, 1941; 1 fasc. $20^{cm}$.

*Note sur la détermination des fonctions presque périodiques à l'aide de données relatives à un intervalle fini*, par Paul Lévy. Extrait des *Annales hydrographiques*. Paris, Imprimerie nationale, 1943; 1 fasc. $21^{cm}$.

Service hydrographique de la Marine. Section de documentation. *Zuiderzee. Répercussion de la fermeture du Zuiderzee sur les marées et la hauteur des lames devant les côtes de Nord Hollande, de Frise, de Groningue et des îles de la Frise.* (Extraits). Traduit du rapport de la Commission d'État publié par S'-Gravenhage-Algemeene Landsdrukkery, 1926; 1 fasc. $27^{cm}$.

---

(1) Ce travail a été fait en partie sous les auspices de l'International Cancer Research Foundation dirigée par M. William H. Donner, D. Sc.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 13 DÉCEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie la mort de M. **Albert Maige**, Correspondant pour la Section de Botanique, survenue à Lille, le 29 novembre 1943.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale** adresse ampliation des arrêtés en date du 13 décembre 1943, portant approbation des élections que l'Académie a faites de M. **Ernest Vessiot** pour occuper, dans la Section de Mécanique, la place vacante par l'élection de M. **Louis de Broglie** aux fonctions de Secrétaire perpétuel, et de M. **René Souèges** pour occuper, dans la Section de Botanique, la place vacante par le décès de M. **Henri Colin**.

Il est donné lecture de ces arrêtés.

Sur l'invitation de M. le Président, M. **René Souèges**, présent à la séance, prend place parmi ses Confrères.

CALCUL FONCTIONNEL. — *Quelques applications du calcul de composition de Volterra*. Note de M. **Joseph Pérès**.

Les applications qui suivent pourront illustrer les remarques que j'ai faites précédemment (*Comptes rendus*, 217, 1943, p. 517) [1] sur la position respective du calcul de composition et du calcul d'Heaviside.

Revenons à l'équation (1′) de M. Parodi (*Comptes rendus*, *ibid.*, p. 523). Le calcul de composition s'appliquera à l'équation plus générale

$$(\mathrm{E})\qquad \frac{\partial^n \varphi(x,y)}{\partial y^n} b_0(y) + \frac{\partial^{n-1}\varphi(x,y)}{\partial y^{n-1}} b_1(y) + \ldots + \varphi(x,y) b_n(y) + \int_x^y \varphi(x,\xi)\mathrm{K}(\xi,y)\,d\xi = \mathrm{L}(x,y),$$

---

(1) Je renverrai dans la suite à cette Note par la lettre [A]; la lettre [B] renverra de même aux *Leçons sur la composition* citées dans [A].

$\varphi(x, y)$ étant la fonction inconnue et $y$ la variable de dérivation et d'intégration; on retombe sur (1′), aux notations près, si l'on se place dans le groupe du cycle fermé : coefficients des dérivées constants, $K(x, y)$, $L(x, y)$ et $\varphi(x, y)$ fonctions seulement de la différence $y - x$.

Soient $\alpha_0(x)$, $\alpha_1(x)$, ..., $\alpha_{n-1}(x)$ les valeurs de $\varphi(x, y)$ et de ses $(n-1)$ premières dérivées par rapport à $y$, calculées pour $y = x$; d'après les règles de calcul des fonctions d'ordre négatif rappelées dans [A] (cf. aussi [B], Chap. VII) on passe immédiatement de (E) à

$$\overset{\star}{\varphi}{}^{\prime}\overset{\star}{G} = \overset{\star}{L}_1 \tag{E'}$$

avec

$$G = \overset{\star}{1}{}^{-n}.b_0(y) + \overset{\star}{1}{}^{-n+1}b_1(y) + \ldots + \overset{\star}{1}{}^{0}.b_n(y) + K(x, y), \tag{8}$$

$$L_1 = L + \sum_{0}^{n-1}{}_{i}\,\overset{\star}{1}{}^{-i}.\sum_{p+q=n-1-i}\alpha_p(x)\,b_q(y). \tag{9}$$

Un problème de Cauchy pour E, avec des données aux limites $\alpha_0(x)$, $\alpha_1(x)$, ..., $\alpha_{n-1}(x)$ pour $y = x$, est donc exactement équivalent à (E′), qui a l'aspect formel d'une équation intégrale de Volterra, mais avec un noyau et un second membre comportant l'un et l'autre une partie symbolique et ayant les ordres singuliers $-n$ et $-n+1$. La partie symbolique de G a la forme canonique (2) de [A], on la réduira aisément à la forme canonique (1), G s'écrivant

$$G = a_0(x).\overset{\star}{1}{}^{-n} + a_1(x).\overset{\star}{1}{}^{-n+1} + \ldots + a_n(x).\overset{\star}{1}{}^{0} + K(x, y), \tag{8'}$$

les $a_i(x)$ s'exprimant à partir des $b_j$ et de leurs dérivées; en particulier $a_0(x) \equiv b_0(x)$. La partie symbolique de $L_1$ n'a pas une forme canonique, puisque chaque symbole $\overset{\star}{1}{}^{-i}$ est multiplié par une fonction de $x$ et de $y$; on pourra la réduire également à l'une ou l'autre des formes canoniques en utilisant les règles de calcul données dans [B], page 102.

On est dans le champ fonctionnel élargi envisagé dans ma Note précédente et la résolution de (E′) dans ce champ ne présente pas de difficulté (cf. [B], p. 106). On en tire

$$\overset{\star}{\varphi} = L_1\overset{\star}{G}{}^{-1},$$

$\overset{\star}{G}{}^{-1}$, que nous noterons aussi $\gamma(x, y)$, étant une fonction d'ordre $n$ sans aucune partie symbolique et la composition $\overset{\star}{L}_1\,\overset{\star}{G}{}^{-1}$ faisant disparaître la partie symbolique de $L_1$. La même fonction $\overset{\star}{G}{}^{-1}$ donne la solution

$$\psi = \overset{\star}{G}{}^{-1}\overset{\star}{L}_1$$

de

$$\overset{\star}{G}\overset{\star}{\psi} = \overset{\star}{L}_1, \tag{F'}$$

cette dernière expression exprimant un problème de Cauchy (que l'on précisera aisément) pour l'équation intégro-différentielle

$$\text{(F)}\qquad (-1)^n \frac{\partial^n \psi(x, y)}{\partial x^n} a_0(x) + \ldots + \psi(x, y) a_n(x) + \int_x^y K(x, \xi)\psi(\xi, y)\, d\xi = L(x, y),$$

que nous dirons adjointe de (E); on remarquera que c'est $x$ qui est la variable de dérivation et d'intégration dans (F).

La fonction $\overset{\star}{G}{}^{-1} = \gamma(x, y)$ vérifie (cf. [A], (6)) l'une et l'autre des équations

$$(e)\qquad \overset{\star}{\gamma}\overset{\star}{G} = \overset{\star}{1}{}^0. \qquad\qquad (f)\qquad \overset{\star}{G}\overset{\star}{\gamma} = \overset{\star}{1}{}^0.$$

En composant par $\overset{\star}{1}{}^n$, à droite pour ($e$), à gauche pour ($f$) on obtient deux équations de Volterra de 2e espèce qui (bien que de formes très différentes) ont la même solution $\gamma(x, y)$. On a, par exemple, d'après (8')

$$\overset{\star}{G}\overset{\star}{I}{}^n = a_0(x)\overset{\star}{1}{}^0 + m(x, y) = \overset{\star}{1}{}^0 . b_0(y) + m(x, y)$$

avec

$$m(x, y) = a_1(x) . \overset{\star}{1} + a_2(x) . \overset{\star}{1}{}^2 + \ldots + a_n(x) . \overset{\star}{1}{}^n + \overset{\star}{K}\overset{\star}{1}{}^n,$$

d'où l'une des équations intégrales en $\gamma(x, y)$

$$b_0(y)\gamma(x, y) + \int_x^y \gamma(x, \xi) m(\xi, y)\, d\xi = \frac{(y - x)^{n-1}}{(n-1)!}.$$

Les remarques du début appliquées à ($e$) où à ($f$) entraînent que $\gamma(x, y)$ est la solution de l'équation ($E_0$) déduite de (E) en y supprimant le second membre ($L \equiv 0$), avec les données de Cauchy

$$\gamma(x, x) = \left(\frac{\partial \gamma(x, y)}{\partial y}\right)_{y=x} = \ldots = \left(\frac{\partial^{n-2}\gamma(x, y)}{\partial y^{n-2}}\right)_{y=x} = 0, \qquad \left(\frac{\partial^{n-1}\gamma(x, y)}{\partial y^{n-1}}\right)_{y=x} = \frac{1}{a_0(x)},$$

et qu'elle est aussi solution de ($F_0$) avec les données de Cauchy correspondantes.

Notons encore que, d'après la forme de ($L_1$), la solution générale de ($E_0$) s'écrira

$$\Phi(x, y) = \mu_n(x)\gamma(x, y) + \mu_{n-1}(x)\frac{\partial \gamma(x, y)}{\partial x} + \ldots + \mu_0(x)\frac{\partial \gamma^{n-1}(x, y)}{\delta x^{n-1}},$$

les $\mu(x)$ étant arbitraires. On aura une forme analogue pour la solution générale de ($F_0$).

Des formules généralisant celle de M. Parodi résultent immédiatement des règles de composition, mais, lorsqu'on ne se limite pas au groupe du cycle fermé, il y a lieu de distinguer et d'envisager simultanément les deux équations adjointes (E) et (F) : une solution de (F) dans laquelle on prend pour second membre 1 et correspondant à des données de Cauchy nulles s'écrit $\overset{\star}{\psi}_1 = \overset{\star}{G}{}^{-1}\overset{\star}{1}$, d'où la solution précédemment considérée de F

$$\varphi = \overset{\star}{L}_1\overset{\star}{G}{}^{-1} = \overset{\star}{L}_1\overset{\star}{G}{}^{-1}\overset{\star}{1}\overset{\star}{1}{}^{-1} = \overset{\star}{L}_1\overset{\star}{\psi}_1\overset{\star}{1}{}^{-1} = \frac{\partial}{\partial y}(\overset{\star}{L}_1\overset{\star}{\psi}_1),$$

et, dans le cas particulier où les données de Cauchy pour $\varphi$ sont également nulles,

$$\varphi = \frac{\partial}{\partial y}\int_x^y L(x, \xi)\psi_1(\xi, y)\, d\xi.$$

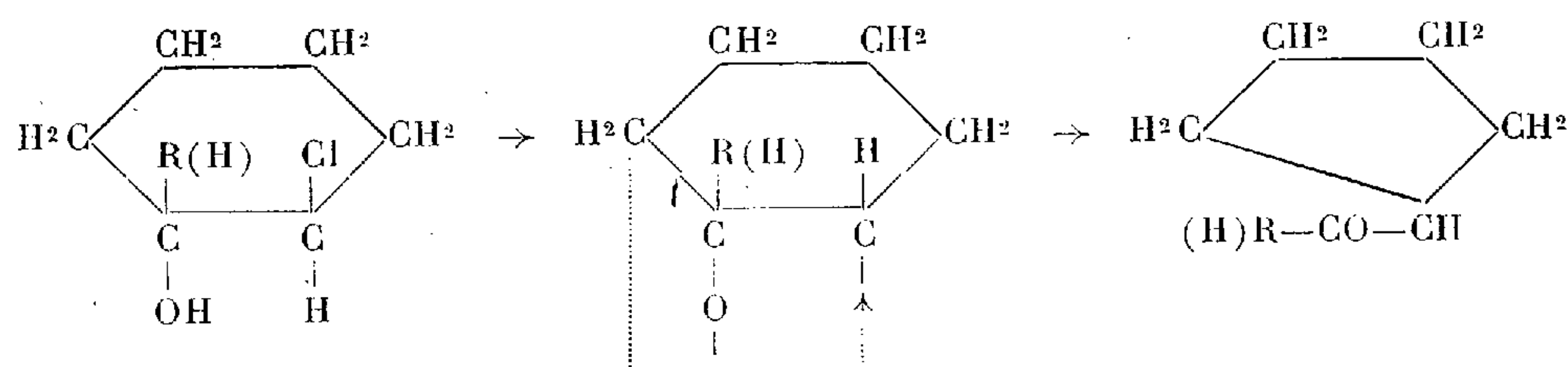
Lorsque le noyau $K(x, y)$ est nul, les équations $(E_0)$ et $(F_0)$ se réduisent à des équations différentielles ordinaires

$$(E'_0) \qquad \sum_i b_i(y)\frac{d^n\varphi}{dy^n} = 0, \qquad\qquad (F'_0) \qquad \sum_i (-1)^{n-i}a_i(x)\frac{d^n\psi}{dx^n} = 0$$

en négligeant, ce qui est évidemment permis, le paramètre $x$ de la première et $y$ de la seconde : dans $(E'_0)$ par exemple, $x$ n'apparaît plus directement dans l'équation et n'interviendra que comme valeur particulière de la variable $y$ pour laquelle on envisage des données de Cauchy. Il est aisé de reconnaître que les deux équations $(E'_0)$ et $(F'_0)$ sont (avec une notation différente de la variable) adjointes au sens de Lagrange ([B], p. 108). La fonction $\gamma(x, y)$ se réduit alors à la solution fondamentale considérée par Cauchy et le calcul de composition amène ainsi immédiatement aux relations bien connues entre les équations adjointes et leurs intégrales. Du point de vue de la composition deux formes adjointes correspondent à *une seule fonction* (symbolique) d'ordre singulier, envisagée dans sa composition à droite ou à gauche.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Comportement identique des* cis- *et* trans-*phényl*-1-*chloro*-2 *cyclohexanols*-1 *dans leur déshalogénation magnésienne. Prépondérance migratrice exclusive du radical phényle.* Note de M. **Marc Tiffeneau** et M[lles] **Bianca Tchoubar** et **Suzanne Le Tellier.**

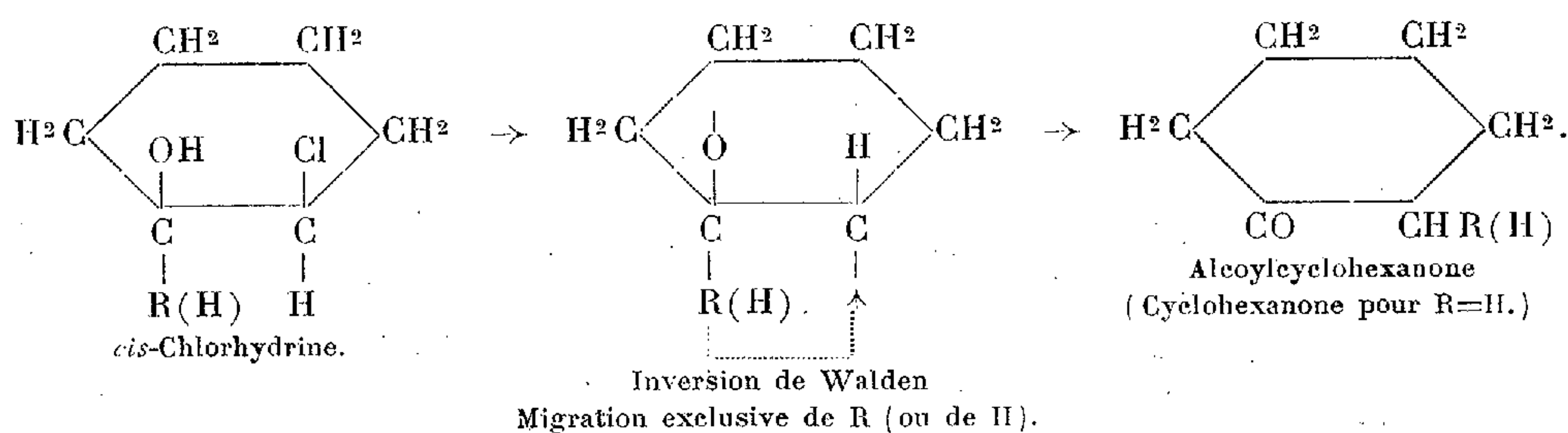
Nous avons montré récemment [1] que les chlorhydrines *cis* et *trans* des cyclanediols-1.2 se comportent différemment dans leur déshalogénation magnésienne [2]. Dans le cas du *trans*-chloro-2 cyclohexanol-1 (R = H) et de ses homologues substitués sur le carbone (R = $CH^3$, $C^2H^5$ et $C^4H^9$), on constate que cette déshalogénation s'accomplit avec raccourcissement du cycle hexagonal qui devient pentagonal par suite d'une transposition semi-pinacolique, comportant la migration préférentielle d'un $CH^2$ du cycle et une inversion de Walden :




[1] *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 856.

[2] Ces homologues *trans* n'ont pas été isolés, mais leur déshalogénation a été effectuée sur le mélange de *cis* et de *trans* que fournissent les réactions magnésiennes.

Or il n'en est plus de même dans le cas des halohydrines *cis* correspondantes, qui, dans des conditions analogues, sont déshalogénées sans qu'il y ait modification du cycle hexagonal; on constate en effet d'une part que le *cis*-chloro-2 cyclohexanol, est transformé ainsi en cyclohexanone (migration de H sans transposition) et d'autre part que les *cis*-chloro-2 alcoyl-1 cyclohexanols-1 ($R = CH^3$, $C^2H^5$, $C^4H^9$) sont transformées en alcoyl-2 cyclohexanones par une transposition semi-pinacolique analogue à celle des dérivés *trans*, mais dans laquelle il y a migration préférentielle et exclusive du radical alcoyle, migration qui nous a paru imposée moins par les aptitudes migratrices assez différentes de ces radicaux que par leur position spatiale devenue favorable à la suite de l'inversion de Walden consécutive à l'élimination de l'halogène :



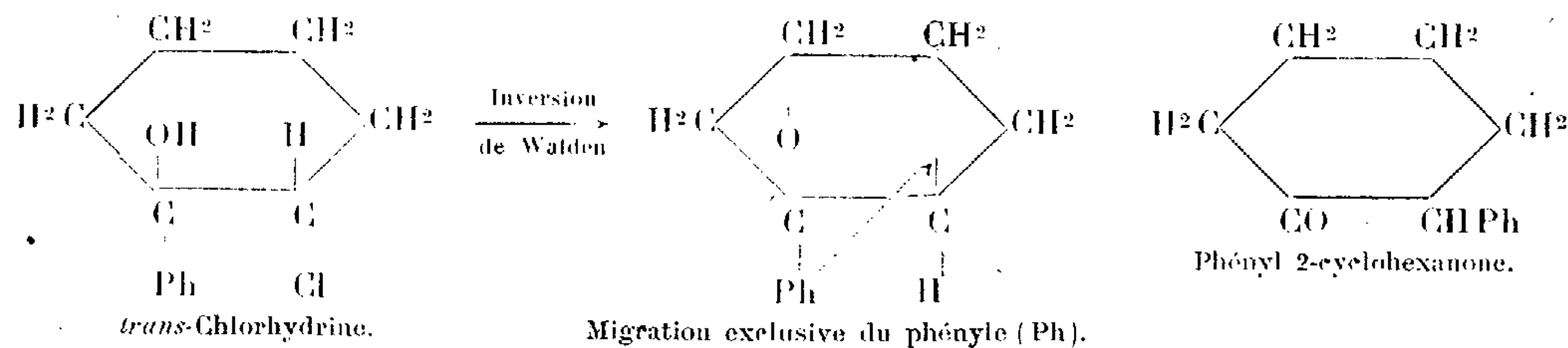

Pour s'assurer que cette question de la position spatiale l'emporte bien sur les aptitudes migratrices de H et des radicaux aliphatiques, il était nécessaire d'envisager des radicaux R à forte capacité affinitaire, comme le phényle. On pouvait en effet prévoir, comme l'un de nous l'avait déjà suggéré, en 1936, à propos de la déshydratation des cyclanediols bitertiaires ([3]), que la capacité affinitaire du phényle serait susceptible d'intervenir. Nous avons été ainsi conduits à étudier la déshalogénation magnésienne des *cis*- et *trans-phényl*-1 chloro-2 cyclohexanols-1 et nous avons constaté que ces deux halohydrines, qui n'avaient pas encore été étudiées ([4]), se comportent toutes deux d'une manière identique, c'est-à-dire avec formation de phénylcyclohexanone par migration exclusive du phényle et par conséquent sans modification de cycle. Ainsi, comme nous l'avions prévu, le phényle émigre dans le cas de la chlorhydrine *trans*, aussi bien que dans le cas de son isomère *cis*; l'influence de la capacité affinitaire du phényle l'emporte donc sur celle qu'exerce la position spatiale qui dans ce cas est défavorable. Tout semble se passer comme si la distance entre les deux points d'attache du radical migrateur, avant et après migration, même accrue par l'inversion de Walden, n'était pas un facteur suffi-

---

([3]) TIFFENEAU, *Bull. Soc. Chim.*, 3, 1936, p. 1951.

([4]) Aucune halohydrine du phényl-1 cyclohexanediol-1.2 n'a été étudiée jusqu'ici sauf la *trans*-iodhydrine que le nitrate d'argent transforme en phénylcyclohexanone, ce qui tient sans doute à la formation initiale de l'époxyde et à l'isomérisation de celui-ci en cétone par $NO^3H$ formé dans la réaction.

sant pour empêcher le phényle d'émigrer de préférence au chaînon $CH_2$ :




*trans*-Chlorhydrine. Migration exclusive du phényle (Ph). Phényl 2-cyclohexanone.

Ces conclusions imposent toutefois quelques réserves. Elles ne sauraient être formulées définitivement sans étudier d'autres halohydrines et aussi sans que soit pris en considération le comportement des cyclanediols, ainsi que celui des époxydes et des aminoalcools correspondants, les premiers dans leur déshydratation, les époxydes dans leur isomérisation et les aminoalcools dans leur désamination, ces réactions étant effectuées dans des conditions toujours identiques et comparables. Or la déshydratation des deux phénylcyclohexanediols n'a été étudiée que dans le cas du *cis* (formation de phénylcyclohexanone) qui d'ailleurs est sans intérêt pour la solution du problème qui se pose ici, puisque si la déshydratation de ce diol est accompagnée d'une inversion de Walden la position spatiale du phényle est favorable à sa migration. Dans ce cas, seule l'étude du diol *trans* pourrait fournir une indication utile ([5]).

Par contre l'isomérisation de l'époxyde correspondant, ainsi que celle de son homologue paraméthylé effectuée par M^lle J. Lévy et J. Sfiras ([6]), comporte bien la formation prépondérante d'arylcyclohexanone, mais celle-ci est accompagnée, dans les deux cas, d'une petite quantité d'aryl-2 cyclopentylformaldéhyde par migration de $CH^2$ qui, malgré sa faible capacité affinitaire et malgré son éloignement spatial, l'emporte pour une faible proportion sur le phényle. Dans ce cas ni l'influence spatiale invoquée ci-dessus, ni la capacité affinitaire du $CH^2$, qui toutes deux sont défavorables à la migration de $CH^2$, ne peuvent expliquer la formation d'aldéhyde avec raccourcissement de cycle.

Quant aux réactions de déshydratation appliquées aux deux méthylcyclohexanediols *cis* et *trans* et réalisées par catalyse déshydratante vers 250° ([7]), elle conduit pour les deux isomères à la formation simultanée d'*o*-méthylcyclohexanone et d'un peu de méthylcyclopentylformaldéhyde. Toutefois la proportion de cet aldéhyde est plus forte dans le cas du *trans* (30 % au lieu de 10 pour le *cis*), ce qui prouverait que la distance spatiale exerce bien une certaine influence à côté de l'aptitude migratrice.

---

([5]) Quant à la désamination des aminocyclanols, elle n'a été effectuée que dans un seul cas, celui de l'aminocyclohexanol *trans*; elle conduit exclusivement au cyclopentylformaldéhyde dont la formation est favorisée par la position spatiale.

([6]) *Bull. Soc. Chim.*, 49, 1931, p. 1830.

([7]) M. Tiffeneau et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1624.

Quoi qu'il en soit, tous ces faits montrent que la question n'est pas résolue et nous en poursuivons l'étude en recourant à des cyclohexanediols substitués dans lesquels la capacité affinitaire du radical substituant est ou plus forte que celle du phényle (cas de l'anisyle), ou plus faible que celle de l'éthyle (cas du benzyle).

1° trans-*Chloro-2 phényl-1 cyclohexanol-1*. — Cette chlorhydrine, qui a été préparée par l'action de la chlorurée sur le phénylcyclohexène en suivant la technique de Detœuf, n'est pas très stable et ne peut pas être distillée dans le vide sans décomposition. Aussi avons-nous dû procéder à son étude directement sur le produit brut. Sa nature *trans* a été démontrée par sa transformation en époxyde sous l'action de la potasse à froid. L'époxyde ainsi préparé $E_{16}$ 145-146° est identique à celui obtenu par Mlle Lévy et Sfiras ([6]) et, comme ces auteurs l'ont montré, il fournit, lorsqu'on l'isomérise par $Cl^2Zn$, la phényl-2 cyclohexanone, accompagnée d'une petite quantité de phényl-2 cyclopentylformaldéhyde.

*Déshalogénation magnésienne*. — On fait tomber peu à peu une solution éthérée de $BrMgC^2H^5$ sur la chlorhydrine dissoute dans son volume d'éther et refroidie par de l'eau glacée. On chauffe à reflux pendant 30 minutes. Puis on chasse le solvant et l'on chauffe le résidu pendant 10 minutes à 100°. Après décomposition par l'eau, on obtient la phénylcyclohexanone, qui après distillation cristallise (F 63°, semicarbazone F 198°).

2° cis-*Chloro-2 phényl-1 cyclohexanone*. — Cette chlorhydrine a été obtenue accompagnée de son isomère *trans*, par l'action de $BrMgC^6H^5$ à froid sur la chlorocyclohexanone. On se débarrasse de l'isomère *trans* en faisant agir la potasse à froid sur le mélange. Dans ces conditions la chlorhydrine *trans* est transformée en oxyde, tandis que la chlorhydrine *cis* reste inaltérée. On distille dans le vide pour séparer l'époxyde et l'on isole la chlorhydrine ($E_{16}$ 160-165°).

La déshalogénation magnésienne a été effectuée de la même façon que pour la chlorhydrine *cis*. La phénylcyclohexanone qui en résulte est séparée par distillation dans le vide et cristallisation dans l'alcool (F 63°, semicarbazone fusible à 198°).

M. CHARLES CAMICHEL fait hommage à l'Académie de deux Ouvrages de M. L. ESCANDE dont il a écrit les *Préfaces*. Le tome III de son Traité d'*Hydraulique générale* est caractérisé, vis-à-vis des Ouvrages du même genre, par une proportion très importante de questions nouvelles et d'apports originaux à des questions anciennes : Étude des systèmes d'amenée complexes; des indéterminations : orientation des veines liquides dans les ouvrages, solutions multiples, non commutativité; des vannes de fond; de l'écoulement entre les piles du pont et de l'emploi des piles aérodynamiques de l'auteur.

L'Ouvrage intitulé *Recherches théoriques et expérimentales sur les oscillations de l'eau dans les chambres d'équilibre* est un exposé complet de cette importante

question, à laquelle M. Escande apporte, personnellement, une grande contribution, que l'on peut résumer ainsi : Calcul du cas de deux chambres d'équilibre; Études des fermetures et ouvertures partielles ou complètes; de l'influence des pertes de charge; des manœuvres rythmiques; des chambres à étranglement, et enfin des systèmes complexes de canaux en charge captant les eaux de $n$ lacs, et des vérifications expérimentales qu'il a faites au Laboratoire de l'Institut électrotechnique de l'Université de Toulouse et aux usines de Gripp et d'Artigues dans les Pyrénées.

## CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Joseph Magrou. *Des Orchidées à la Pomme de terre. Essai sur la symbiose* (présenté par M. E. Leclainche).

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la convergence absolue des séries trigonométriques.* Note de M. **Jean Arbault**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On sait que, si une série trigonométrique $\Sigma(a_n \cos nx + b_n \sin nx)$ converge absolument en tout point, on peut affirmer la convergence absolue des séries $\Sigma a_n$ et $\Sigma b_n$. Dans ce qui suit nous ne nous occupons que de séries qui ne convergent pas absolument partout.

I. Soient $\rho_n \sin(nx + \varphi_n)$ le terme général de cette série, $a$ et $b$ deux points de convergence absolue :

$$\sin n(b - a) = \sin[(nb + \varphi_n) - (na + \varphi_n)],$$

d'où résulte

$$\Sigma\rho_n |\sin n(b - a)| \leqq \Sigma\rho_n |\sin(nb + \varphi_n)| + \Sigma\rho_n |\sin(na + \varphi_n)| < \infty.$$

La série $\Sigma\rho_n \sin n\,x$ converge absolument en $b - a$.

Réciproquement, supposons absolument convergentes les deux séries $\Sigma\rho_n \sin(na + \varphi_n)$ et $\Sigma\rho_n \sin nb$. On aura

$$|\sin[n(a + b) + \varphi_n]| \leqq |\sin(na + \varphi_n)| + |\sin nb|,$$

d'où

$$\Sigma\rho_n |\sin[n(a + b) + \varphi_n]| \leqq \Sigma\rho_n |\sin(na + \varphi_n)| + \Sigma\rho_n |\sin nb| < \infty.$$

Nous obtenons ainsi un théorème de translation.

*Si la série $\Sigma\rho_n \sin(nx + \varphi_n)$ converge absolument sur un ensemble $\mathcal{E}$ et si $a \in \mathcal{E}$, la série $\Sigma\rho_n \sin n(x - a)$ converge absolument pour tout $x \in \mathcal{E}$ et, réciproquement, si $\Sigma\rho \sin n\,x$ converge absolument sur un ensemble $\mathcal{E}$, si $a$ est un point quelconque d'absolue convergence de la série $\Sigma\rho_n \sin(nx + \varphi_n)$, celle-ci converge absolument sur l'ensemble $\mathcal{E}'$ déduit de $\mathcal{E}$ par la translation $a$.*

En conséquence :

1° l'ensemble de convergence absolue d'une série trigonométrique est invariant par toute translation faisant correspondre deux quelconques de ses points;

2° l'application de cette propriété permet de simplifier notablement la démonstration du théorème de la base (Zygmund, *Trigonometrical series*, § 6.1);

3° si la série conjuguée $\Sigma\rho_n \cos(nx + \varphi_n)$ a un point d'absolue convergence, elle en possède un ensemble déduit de $\mathcal{E}$ par une translation.

II. Fatou a démontré que l'ensemble d'absolue convergence d'une série trigonométrique est symétrique par rapport à chacun de ses points, de même que par rapport à tous les points de convergence absolue de sa conjuguée (*cf.* Zygmund, § 6.2). Nous allons généraliser ce résultat.

Soient $a$, $b$, $c$ trois points d'absolue convergence d'une série $\Sigma\rho_n \sin(nx + \varphi_n)$. Le symétrique $d$ de $c$ par rapport au milieu du segment $(a, b)$ est $d = a + b - c$. Or la série converge absolument en $b$ et $c$, donc $\Sigma\rho_n \sin nx$ a la même propriété en $b - c$ et par suite la première série en $a + b - c = d$. Comme $c$ peut être pris arbitrairement sur $\mathcal{E}$, $a$ et $b$ étant fixes, on voit que le milieu de deux points d'un ensemble d'absolue convergence $\mathcal{E}$ est centre de symétrie pour $\mathcal{E}$. Nous avons donc un théorème de symétrie :

*L'ensemble d'absolue convergence d'une série trigonométrique est invariant par toute symétrie échangeant deux de ses points.*

*Propriétés de cet ensemble $\mathcal{H}$ des milieux.* — 1° Il est de mesure nulle et de première catégorie;

2° Il est invariant par toute translation échangeant deux quelconques de ses points;

3° Soit $x_0$ un point de $\mathcal{H}$, centre de symétrie de $\mathcal{E}$ et soit E l'ensemble de convergence absolue de la série $\Sigma\rho_n \sin nx$. Si $y \in \mathcal{E}$, le point $x_0 + y$ est un centre de symétrie de $\mathcal{E}$. Ainsi l'ensemble des milieux peut se diviser en classes, chacune d'elles étant un ensemble déduit de E par une translation. Deux classes quelconques n'ont aucun point commun. Désignons chacune d'elles par un de ses points. Soient deux classes $(x_1)(x_2)$ pour une série $\Sigma\rho_n \sin nx$. On en déduit une troisième $(x_1 + x_2)$ différente des deux premières.

Mais il peut n'y avoir qu'une seule classe, si les ensembles $\mathcal{E}$ et $\mathcal{H}$ sont identiques. C'est le cas d'une série admettant pour seuls points de convergence absolue les nombres commensurables avec $\pi$. On en a des exemples dans les séries

$$(1)\quad \sin x + \sin 2!x + \sin 2.2!x + \sin 3!x + \sin 2.3!x + \sin 3.3!x + \ldots + \sin n!x + \sin 2n!x + \ldots + \sin nn!x + \ldots,$$

$$(2)\quad \frac{\sin x}{1^2} + \frac{\sin 2!x}{2^2} + \frac{\sin 2.2!x}{2^2} + \frac{\sin 3!x}{3^2} + \frac{\sin 2.3!x}{3^2} + \frac{\sin 3.3!x}{3^2} + \ldots + \frac{\sin n!x}{n^2} + \frac{\sin 2n!x}{n^2} + \ldots + \frac{\sin nn!x}{n^2} + \ldots.$$

Cette dernière est telle que $\Sigma\rho_n^2$ converge. C'est donc une série de Fourier d'une fonction de carré sommable qui converge absolument pour les seuls points commensurables avec $\pi$.

MÉCANIQUE. — *Sur les conditions de stabilité des systèmes oscillants.* Note de M. **Louis Couffignal**, présentée par M. Henri Villat.

On sait que le mouvement d'un système à $n$ degrés de liberté dans le voisinage d'une position d'équilibre peut être représenté par une équation de la forme $\sum_i a_i p^{2n-i} = 0$.

Routh a déduit de la théorie des intégrales de variables complexes de Cauchy les conditions de stabilité ci-après : 1° les coefficients $a$ doivent être positifs ; 2° les équations $P \equiv a_0 p^{2n} - a_2 p^{2n-2} + \ldots = 0$ et $Q \equiv a_1 p^{2n-1} - a_3 p^{2n-3} + \ldots = 0$ doivent avoir des racines réelles, distinctes et enlacées ; et il a montré que la deuxième condition équivaut à la suivante : les termes de la première colonne du tableau défini par les relations

$$a_{i,1} = a_{2i}, \qquad a_{i,2} = a_{2i+1}$$

et

$$(1) \qquad a_{i,j} = a_{i+1,j-2} - \frac{a_{0,j-2}\, a_{i+1,j-1}}{a_{0,j-1}} \qquad (i = 0, 1, 2, \ldots),$$

doivent être positifs [1].

Les inégalités de Routh, ramenées à la forme entière, ont pour degrés les termes de la suite de Fibonacci : 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, .... Or, en itérant la formule (1), mise sous forme entière, on établit que le terme $a_{i,j}$ contient le facteur $a_{i,j-3}$. On peut donc remplacer les fonctions de Routh par les *polynomes de stabilité* $(0, j)$, tirés du tableau (T) défini par les relations

$$(i, 1) = a_{2i}, \qquad (i, 2) = a_{2i+1},$$

et

$$(2) \qquad (i, j) = \frac{[(i+1, j-2)(0, j-1) - (i+1, j-1)(0, j-2)]}{(0, j-3)}$$

et ces polynomes ont pour degrés les termes de la suite des entiers.

La relation (2) permet de montrer : *a.* que $(0, 2n+1) = a_0 a_{2n}(0, 2n)$, ce qui permet de limiter le tableau (T) à la ligne de rang $2n$ ; *b.* que le terme $(0, 2n)$ est une forme quadratique des termes $(0, 2n-2)$ et $(1, 2n-2)$, dont les coefficients contiennent les termes $(0, 2n-3)$ et $(0, 2n-4)$ en dénominateur. Cette dernière propriété revient à dire que, dans un espace cartésien multidimensionnel, la variété $(0, 2n) = 0$ admet pour points doubles les points communs aux variétés $(0, 2n-2) = 0$ et $(1, 2n-2) = 0$, à l'exception de ceux qui sont aussi communs aux variétés $(0, 2n-3) = 0$ et $(0, 2n-4) = 0$ ;

(1) Routh, *A treatise on the stability of motion*, London, 1877.

on peut en déduire que, pour certaines valeurs de $n$ et un choix approprié des variables, la variété $(0, 2n)$ se décompose.

Pour $n=4$, si l'on pose $\sigma = a_1 a_5/a_3^2$, $\tau = a_1 a_7/a_3^3$,

$$u = \frac{a_7(a_1 a_2 - a_0 a_3)}{a_7(a_1 a_2 - a_0 a_3) - a_1^2 a_8}\left[1 - \frac{a_1(a_1 a_4 - a_0 a_5)}{a_3(a_1 a_2 - a_0 a_3)}\right],$$

$$v = \frac{a_1 a_7[a_5(a_1 a_2 - a_0 a_3) - a_1(a_1 a_6 - a_0 a_7)]}{a_3^2[a_7(a_1 a_2 - a_0 a_3) - a_1^2 a_8]};$$

e polynome $(0,8)$ se décompose en un produit de trois formes linéaires en $u$ et $v$. Les conditions de stabilité sont les suivantes :

1° $a_0$, $a_1$ et $a_1 a_2 - a_0 a_3$ doivent être positifs; 2° le point $M(u, v)$ doit être intérieur au triangle ABC dont les sommets ont pour abscisses les racines de l'équation $u^3 - u^2 + \sigma u - \tau = 0$ et pour ordonnées les nombres définis par $v = \sigma - u(1-u)$.

Pour $n=3$, si l'on pose

$$\sigma = \frac{a_1 a_5}{a_3^2}, \qquad u = \frac{a_3(a_1 a_2 - a_0 a_3) - a_1(a_1 a_4 - a_0 a_5)}{a_3(a_1 a_2 - a_0 a_3)}, \qquad v = \frac{a_1^3 a_6}{a_3^2(a_1 a_2 - a_0 a_3)},$$

on peut mettre les conditions de stabilité sous une forme analogue aux précédentes.

Pour les valeurs 2, 3 et 4 de $n$, les résultats peuvent se grouper sur un même abaque. On peut aussi construire, pour $n=3$, un abaque à ligne condensée où la condition $a_1 a_2 - a_0 a_3 > 0$ est exprimée par l'abaque lui-même.

Pour $n=5$, les changements de variable analogues aux précédents ne décomposent pas le polynome $(0,10)$ en facteurs tous linéaires; les résultats n'admettent plus une interprétation géométrique aussi simple.

Pour les systèmes à 2, 3 et 4 degrés de liberté, l'interprétation géométrique précédente permet de préciser dans quelles circonstances le système peut perdre sa stabilité. Dans la mesure où l'on peut considérer les paramètres $a_0$, $a_1$, ... comme indépendants, et où l'équation en $p$ exprime les propriétés mécaniques du système considéré, on peut dire que la perte de stabilité s'exprime, le plus souvent, par le désenlacement des racines des équations $P=0$, $Q=0$, ou par la confusion, sur la valeur zéro, de deux fréquences propres du système, et, plus rarement, par la confusion de deux racines de l'équation $Q=0$. Toutefois le cas de la confusion de deux fréquences propres du système (non nécessairement nulles) est le seul possible pour les systèmes sans résistances [2].

Enfin, pour $n=2$ et $n=3$ tout au moins, il existe des conditions, que nous appellerons *conditions de sécurité maxima*, telles que, lorsqu'elles sont remplies,

---

(2) Y. Rocard a donné des exemples de ce cas (*Rev. Scient.*, n° 3209, juin 1942).

la stabilité se maintient quelles que soient les valeurs de paramètres $a_1, a_2, \ldots$.
Ces conditions sont :

pour $n = 3$ $\quad a_0 > 0,\ a_1 > 0,\ 2a_1a_2 = 3a_0a_3,\ a_1a_4 = 3a_0a_5$.

» $n = 2$ $\quad a_0 > 0,\ a_1 > 0,\ a_2 > 0,\ a_1a_2 = 2a_0a_3$ ([3]).

ÉLECTROSTATIQUE. — *Sur la production de l'électricité par l'écoulement des fluides*. Note de M. **Albert Milhoud**, présentée par M. Camille Gutton.

Dans une série d'expériences faites avec de la vapeur d'eau soit seule ([1]), soit entraînant par primage des gouttes de solution saline ([2]), j'ai obtenu, par l'écoulement à travers des tuyères, des forces électromotrices variables avec la résistivité du liquide véhiculé. Avec de l'eau pure (ou à peu près), les tensions atteignent des valeurs très élevées, plusieurs milliers de volts pour des pressions d'admission de 2 à 3 kg/cm$^2$; si les gouttes contiennent des substances conductrices, en solution très diluée, les tensions mesurées n'atteignent que quelques centaines de volts. Par contre, dans les mêmes conditions de pression et de débit de la vapeur, l'intensité du courant, dans un récepteur branché entre jet et tuyère, peut atteindre des valeurs plus élevées, de telle sorte que la puissance reste sensiblement constante.

Le phénomène est caractérisé par l'*amorçage* de la f. é. m. quand la pression d'admission P de la vapeur est supérieure à la pression critique $P_0$ au col de la tuyère, et la f. é. m. est alors proportionnelle à la différence de pression $(P_0 - p)$, $p$ étant la pression d'échappement. A ce moment la vitesse d'écoulement du fluide est supersonique et le régime est turbulent. On entend un crépitement caractéristique.

La cause de l'électrisation n'est donc pas due seulement au frottement du fluide dans le col de la tuyère, mais principalement à l'*éclatement* des gouttes d'eau : le fluide, entrant brusquement dans une enceinte où la pression est inférieure à la sienne, fait en quelque sorte explosion, comme l'avait remarqué Rateau sur l'écoulement de l'eau chaude qui se trouve dans un réservoir à la pression P et qui se vaporise partiellement dès que la pression s'abaisse au-dessous de la pression critique.

Le phénomène thermodynamique de l'éclatement des gouttes est donc intimement lié au phénomène électrique de la production de la f. é. m. Il y a transformation de l'énergie calorifique en énergie électrique.

Dans mes premières expériences, où la vapeur s'écoulait à l'air libre, cette transformation se faisait avec un très mauvais rendement.

---

([3]) Les résultats résumés dans cette Note seront exposés prochainement dans un autre Recueil de façon plus développée.

([1]) *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 1586.

([2]) *Ibid.*, **200**, 1935, p. 1091.

J'ai fait une autre série d'expériences en faisant échapper le fluide dans un tube en pyrex assez large pour ne pas gêner l'expansion de la vapeur et communiquant à un condenseur. Les phénomènes observés sont alors les mêmes, mais très amplifiés. Le tube a été cassé dès les premiers essais, et on n'a pu en faire fabriquer un second; des mesures précises n'ont pu être effectuées, mais les observations faites ont montré qu'il est possible d'obtenir par ce moyen d'importantes quantités d'électricité.

Les quantités ainsi produites dépendent du nombre de gouttelettes entraînées et par conséquent du débit de la vapeur, la tension dépend de la pression d'admission et par conséquent de la vitesse d'écoulement du fluide.

Il est possible d'améliorer le fonctionnement d'une telle machine en condensant les charges libérées dans l'entrefer d'un électroaimant. A cet effet la tuyère est constituée par un tube aplati à son extrémité. Le fluide s'échappe par une fente de quelques millimètres, en lame mince, dans un réservoir très plat qui est placé entre les branches de l'aimant, de telle manière que les deux pôles se trouvent de part et d'autre. Le champ magnétique est perpendiculaire à la vitesse d'écoulement. Les prises de courant sont fixées d'une part à la tuyère, d'autre part à un fil formant grille ou à deux fils constituant des électrodes à l'intérieur du réservoir.

La portion de la colonne de fluide parcourue par le courant représente un élément de courant soumis au flux magnétique qui tend à repousser l'aimant placé dans son voisinage. Comme l'aimant est immobile, la réaction produit une pression hydrostatique qui tend à s'opposer à l'écoulement. On peut déterminer cette pression en fonction du courant. En effet l'élément de courant a la forme d'un parallélépipède rectangulaire dont la longueur est comptée dans le sens du courant, soit $l$; la force électromagnétique qui tend à déplacer l'élément de courant est $Hli$, H étant l'intensité du champ magnétique, $i$ le courant. La valeur de la pression est $Hli/l\varepsilon$, $l\varepsilon$ étant l'aire de la surface sur laquelle elle s'exerce et qui a pour dimensions la longueur $l$ et l'épaisseur $\varepsilon$ du parallélépipède comptée dans la direction des lignes de force.

Ainsi la contre-pression qui détermine la force contre-électromotrice de la machine est $Hi/\varepsilon$; elle augmente avec H et avec la minceur de la lame du fluide.

La machine est réversible, c'est-à-dire que, si l'on fait passer un courant assez intense, la contre-pression peut atteindre une valeur telle que l'écoulement s'arrête. C'est une machine d'induction : un écoulement continu du fluide fait naître un courant induit continu entre ses bornes.

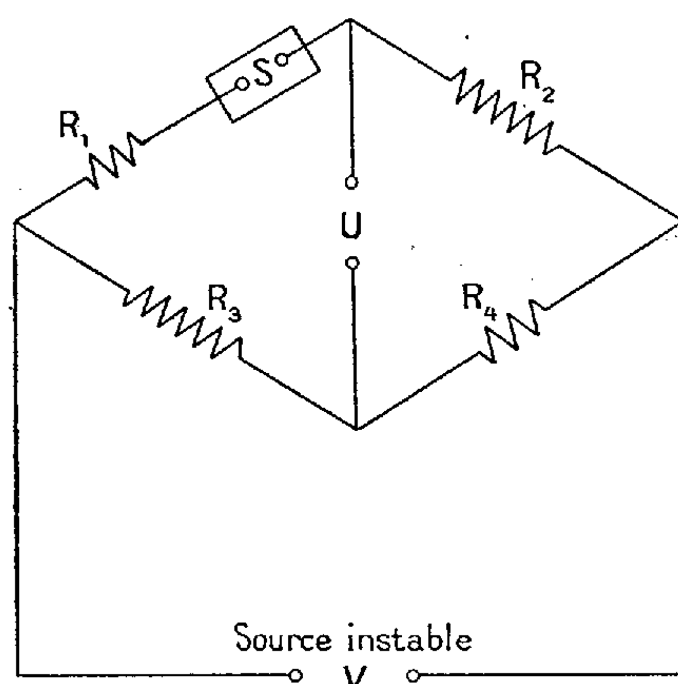
ÉLECTRICITÉ. — *Amélioration de divers appareils stabilisateurs de tension.* Note de M. **Jean Benoit**, présentée par M. Aimé Cotton.

Supposons que la courbe représentant la différence de potentiel U aux bornes d'un appareil électrique, en fonction du courant $i$ qui le traverse, soit

une droite. La pente de cette droite représente la résistance interne $\rho$ de l'appareil et son ordonnée à l'origine $U_0$ est la différence de potentiel à vide. L'appareil se comporte comme une force électromotrice ou contre-électromotrice $U_0$ en série avec une résistance $\rho$. Il est bien évident que U sera d'autant plus indépendant de $i$ que $\rho$ est plus faible.

Deux exemples de tels appareils sont fournis par une lampe au néon ou des accumulateurs alimentés par une source de force électromotrice V instable. La stabilité de la différence de potentiel aux bornes de la lampe ou des accumulateurs est limitée par l'existence d'une résistance interne (de l'ordre de 100 Ω pour la lampe au néon, de l'ordre de 0,1 Ω pour une dizaine d'accumulateurs de 2 volts à forte capacité).

*Le schéma de montage suivant permet d'éviter l'influence gênante de la résistance interne.* S est un appareil répondant à la définition du début. $R_1$ désigne une résistance comprenant celle de S, ou même constituée uniquement par elle. Si le pont de Wheatstone figuré est équilibré, on sait




que les diagonales sont indépendantes ([1]). Par conséquent, on disposera en U d'une différence de potentiel indépendante des variations possibles de V, quelle que soit la résistance interne de S. Si, dans la réalité, celle-ci est légèrement variable, on pourra choisir $R_1$ grand devant les variations possibles de $\rho$.

Nous avons appliqué ce principe sous les trois formes suivantes :

1° V est fourni par un redresseur à valve. S est un tube à néon (par exemple stabilovolt). Les fluctuations de U sont beaucoup plus faibles que celles observées avec le montage habituel de ce genre de tube. Seules les variations de température du tube avec le débit limitent l'amélioration obtenue.

---

([1]) Cette propriété fondamentale a déjà été mise en pratique dans bien des dispositifs, méthode de Mance pour la mesure de la résistance interne d'une pile, dispositif de Boucherot pour distribution à intensité constante en courant alternatif etc.

2° S est un tube stabilovolt 280/40 dont trois sections sont placées dans la branche $R_1$ et dont la quatrième section constitue la diagonale U.

3° Les branches 1 et 4 comportent chacune 4 accumulateurs de 2 volts connectés de façon à débiter en parallèle sur la diagonale U où l'on consomme jusqu'à 6 ampères sous 4 volts. La source V est le secteur continu de 110 volts; grâce à un rhéostat en série dans la diagonale V, on s'arrange pour que les accumulateurs soient traversés par un faible courant de charge destiné à maintenir $U_0$ constant. Les fluctuations de U sont ainsi inappréciables, ce qui est loin d'être le cas avec un simple montage en tampon.

Dans tous ces cas les valeurs de $R_1$, $R_2$, $R_3$, $R_4$ doivent être calculées en fonction de la puissance désirée dans la diagonale U et demeurer aussi constantes que possible quand la température varie.

Le montage décrit est également susceptible d'améliorer le fonctionnement de tout stabilisateur de tension dont l'impédance interne n'est pas négligeable.

RADIOACTIVITÉ. — *Intensité des rayons γ mous et des rayons X de fluorescence de* RaB + RaC. Note [1] de M. **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre des rayons γ de RaB + RaC, déjà étudié par les méthodes de conversion interne [2] et de diffraction cristalline [3], peut se décomposer en deux parties : 1° le domaine de grande énergie jusqu'aux spectres K; 2° celui des raies K de fluorescence et des raies γ d'énergie inférieure. L'intensité des principaux rayonnements de grande énergie a été déterminée par Ellis [4] en utilisant l'effet photoélectrique externe et les mesures calorimétriques. Dans le domaine des énergies plus faibles, aucune détermination n'avait encore été faite.

Nous avons décrit précédemment une chambre d'ionisation à xénon destinée à l'étude des rayons γ mous de RdAc [5]. Nous avons utilisé le même appareillage en vue de mesurer l'intensité des rayons X et γ mous de RaB + RaC en nous servant de l'absorption sélective dans des écrans d'éléments convenablement choisis. La grande sensibilité de cette chambre pour les rayonnements

(1) Séance du 8 novembre 1943.

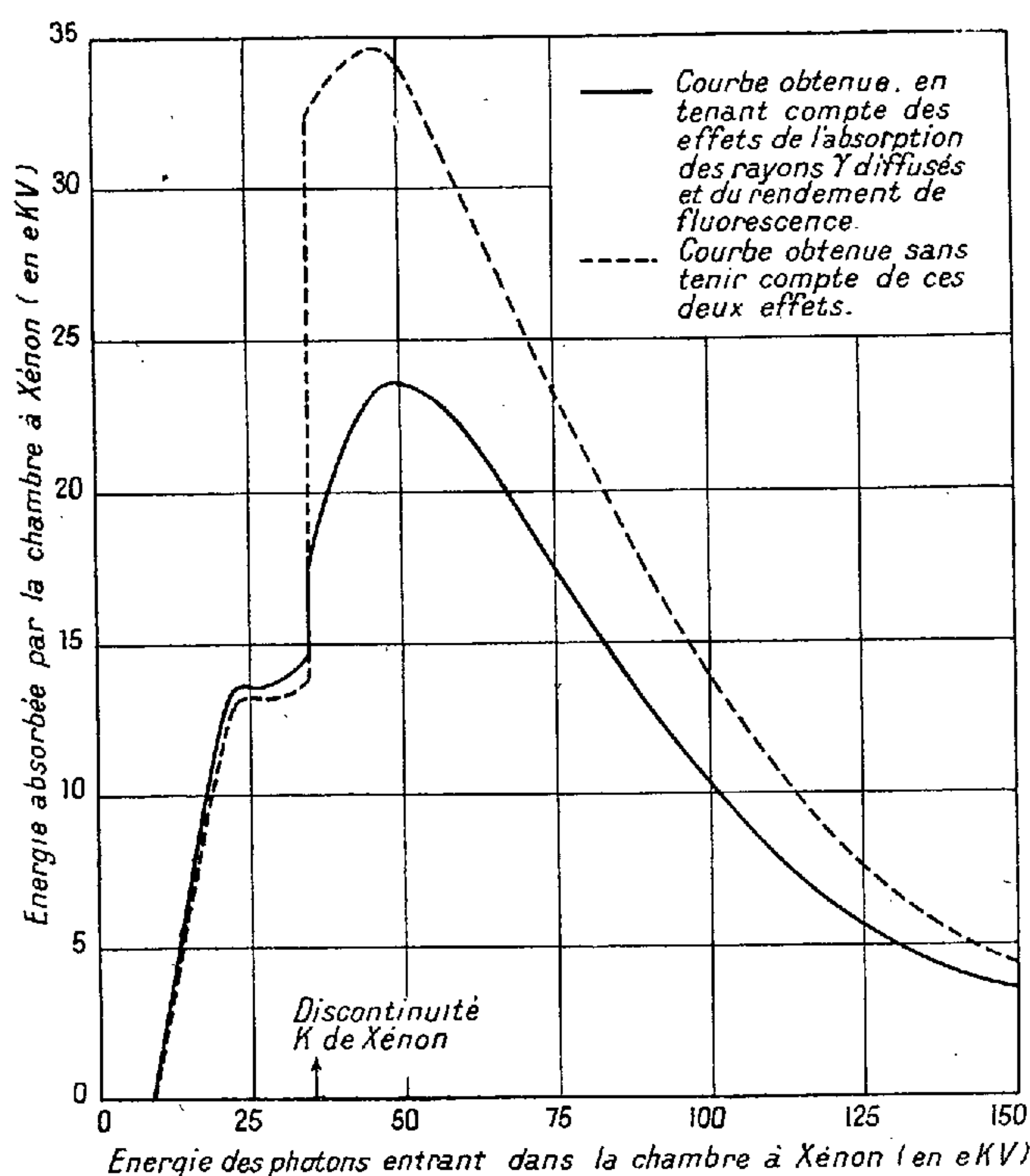
(2) C. D. Ellis et H. W. B. Skinner, *Proc. Roy. Soc.*, A, **105**, 1924, p. 165; C. D. Ellis et W. A. Wooster; *ibid.*, **114**, 1927, p. 276; C. D. Ellis et G. H. Aston, *ibid.*, **129**, 1930, p. 180; C. D. Ellis, *ibid.*, **143**, 1934, p. 350.

(3) M. Frilley, *Ann. de Physique*, **11**, 1929, p. 481; J. N. Valadarès, *ibid.*, **2**, 1934, p. 197.

(4) E. Rutherford, J. Chadwick et C. D. Ellis, *Radiations from radioactive substances*, 1930; C. D. Ellis et W. A. Wooster, *Phil. Mag.*, **50**, 1925, p. 521.

(5) Tsien San-Tsiang, *Journ. de Phys. et Rad.*, **3**, 1942, p. 1.

de faible énergie réduit, en effet, l'inconvénient résultant de l'existence des rayonnements intenses de grande énergie. Nous avons seulement repris le calcul de son efficacité pour tenir compte de deux effets que nous avions négligés, l'absorption des rayons $\gamma$ diffusés et le rendement de fluorescence.




Les résultats, obtenus avec les constantes les plus récentes, sont traduits par la courbe ci-dessus.

La source était un tube de radon de petites dimensions, ayant une intensité de 26,6 millicuries, l'angle solide utile étant $5,4.10^{-4}$ stéradians.

Des écrans de $Gd^2O^3$ et $Dy^2O^3$ [6] (densité superficielle globale $= 175$ mg/cm$^2$) étaient utilisés pour absorber le rayonnement de 53,2 ekV ($\lambda = 232,7$ U. X.) de RaB et des écrans de Re, $Tl^2O$ et Bi (densité superficielle des éléments métalliques $= 235$ mg/cm$^2$) pour absorber les deux groupes principaux des spectres K. Les résultats observés sont groupés dans le tableau suivant avec la longeur d'onde des rayonnements [3]. Le courant observé sans écran est 123,5 (en unité arbitraire).

En utilisant la relation empirique du saut d'absorption $\delta_K = E_K/E_{L_1}$,

---

([6]) M. Trombe a mis à la disposition de M. et Mme Joliot ses produits précieux de Gd et Dy.

où $E_K$ et $E_{L_1}$ sont les énergies des niveaux K et $L_1$ et en prenant, pour les

| Rayonnement (λ en U.X.). | Intensité estimée. | Élément 82 (*a*). | Élément 83 (*b*). | Élément 84 (*c*). | Écran Élément. | Écran Disc. | C. o. | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 232,7... | aF | – | γ | – | $_{64}$Gd | 246,2 | 107,3 | γ |
| | | | | | $_{66}$Dy | 230,1 | 108,7 | |
| | | | | | $_{75}$Re | 173,5 | 101,0 | Groupe $K_\alpha$ |
| 170 ... | faible | $K_{\alpha_2}$ | – | – | | | | |
| 165,8... | Forte | $K_{\alpha_1}$ | $K_{\alpha_2}$ | – | | | | |
| 160,7... | tF | – | $K_{\alpha_1}$ | $K_{\alpha_2}$ | | | | |
| 155 ... | moy. | – | – | $K_{\alpha_1}$ | | | | |
| 147 ... | tf | $K_{\beta_{1,3}}$ | – | – | | | | |
| | | | | | $_{81}$Tl | 144,41 | 108,8 | Groupe $K_\beta$ |
| 143 ... | Forte | $K_{\beta_2}$ | $K_{\beta_{1,3}}$ | – | | | | |
| 138,9... | aF | – | $K_{\beta_2}$ | $K_{\beta_{1,3}}$ | | | | |
| | | | | | $_{83}$Bi | 136,78 | 110,0 | |
| 134 ... | faible | – | – | $K_{\beta_2}$ | | | | |

(*a*) RaC′ → RaD; (*b*) RaB → RaC; (*c*) RaC → RaC′; aF, assez forte; tF, très forte; tf, très faible Disc., discontinuité K (λ en U. X.); C. o., courant observé (en unité arbitraire).

longueurs d'onde moyennes des groupes $K_\alpha$ et $K_\beta$, les valeurs $\lambda = 161$ et 142 U.X., nous trouvons les intensités suivantes :

$$I_\gamma = 1,6 \pm 0,8 \text{ photons par 100 désintégrations,}$$
$$I_{K_\alpha} = 14,8 \pm 4,5 \quad » \quad »$$
$$I_{K_\beta} = 3,2 \pm 1,1 \quad » \quad »$$

Dans le calcul, nous avons admis $21,3 \pm 0,8$ eV, valeur nouvellement déterminée par N. L. Walbridge (7), comme l'énergie moyenne nécessaire pour produire une paire d'ions dans le xénon.

PHYSICOCHIMIE. — *Sur une pile dont la force électromotrice donne directement le* rH *de Clark*. Note de M. **Fred Vlès** et Mlle **Madeleine Gex**, présentée par M. Marcel Delépine.

On sait que Clark, après avoir proposé le symbole de rH (1920) (1), s'est trouvé en présence de divers désaccords expérimentaux qui l'ont amené à tenter de retirer cette notion (1928) (2) et à dissuader les physicochimistes de s'en servir. Le rH, d'après les données de Clark, n'était qu'une donnée composite, construite à partir de deux mesures expérimentales indépendantes, le

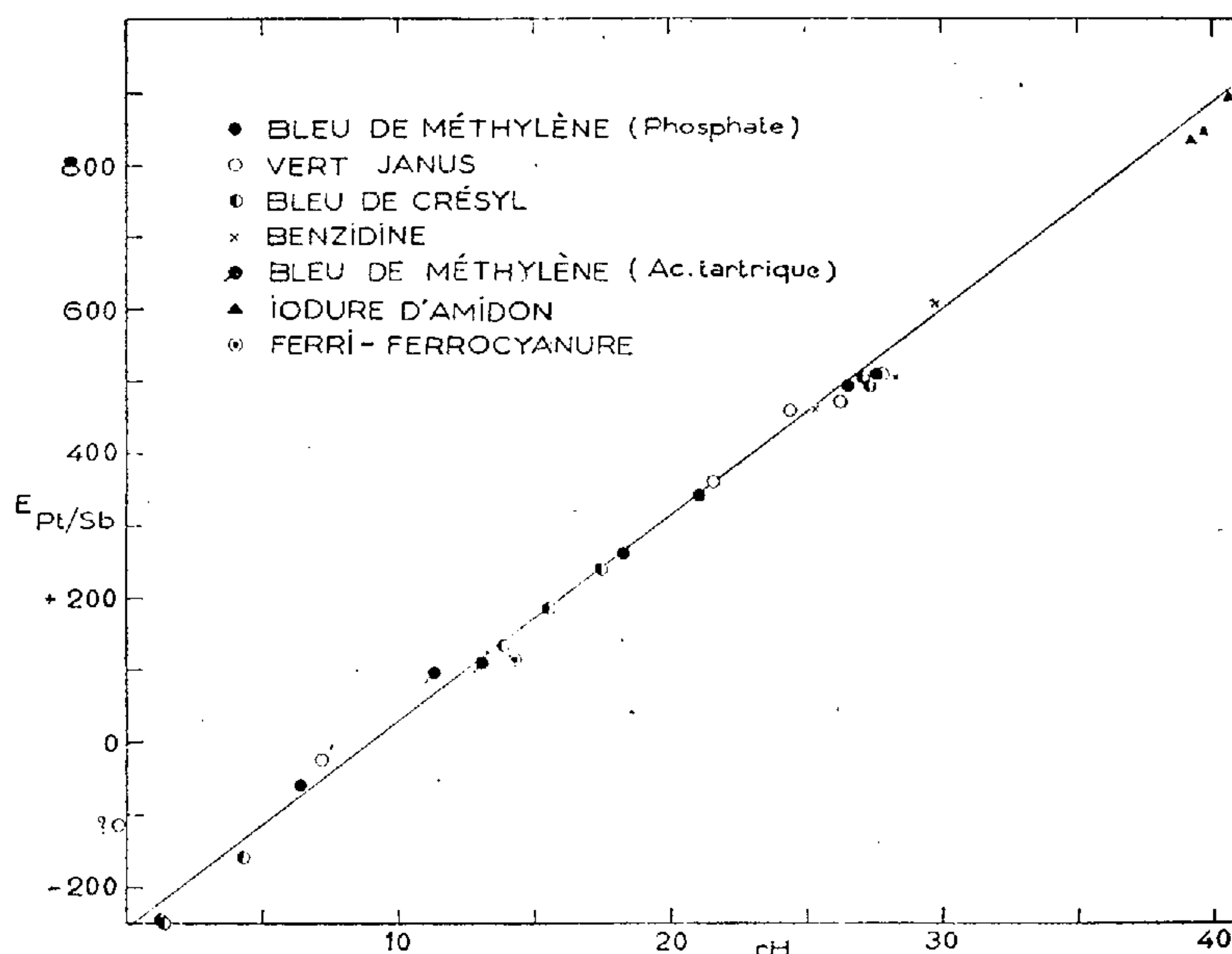
(7) *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 852.

(1) *Determination of hydrogen ions*, Baltimore, 1920, 3e édit., 1925, p. 261.

(2) Clark et Cohen, *Public Health Rep.*, 38, XIII, 1923, p. 666; réimpr. 1928, pp. 27-28. Supplementary Notes, *Hyg. Lab. Bull.*, n° 161, 1928, p. 341.

potentiel d'oxydoréduction et le pH; les choses se seraient peut-être présentées différemment si une mesure expérimentale avait donné d'emblée un rH.

Or il est possible de constituer une pile bimétallique, au moyen de deux électrodes, l'une de platine, l'autre de Sb ([3]), plongées dans une solution électrolytique où s'effectue un équilibre d'oxydoréduction, pile dont la force électromotrice donne directement le rH de Clark.




La pile Pt/Sb a été essayée avec des solutions d'indicateurs d'oxydoréduction dans des tampons de pH échelonnés entre pH 0 et pH 9, amenées à des potentiels divers d'oxydoréduction. Le fonctionnement de la pile a été contrôlé par des mesures en parallèle, vis-à-vis d'une électrode au calomel KCl saturé, du potentiel du platine seul, de ceux de l'antimoine seul, de l'antimoine en différentiel contrôlant le pH, et d'un couple Pt/Sb en différentiel contre deux électrodes au calomel différentes.

Dans ces conditions le potentiel de la pile Pt/Sb a varié entre —250 et + 900 mV environ, le signe étant celui de l'électrode de Pt. Ce potentiel, en fonction du potentiel de platine des solutions, est représenté par une série de droites parallèles ou non, dont chacune est relative à un pH et quelquefois à un colorant déterminé.

Par contre, si l'on compense le potentiel de platine et le pH dans le rH de Clark, *tous les points viennent, dans la limite des approximations expérimentales, s'aligner sur une seule droite* $rH = AE + E_0$, qui paraît continue entre rH 0 (— 252 mV à 20°) et rH 41 (+ 910 mV).

La pente A a pratiquement la valeur théorique $RT/2F$; la valeur de base $E_0$ (— 252 mV à 20°) est sensiblement voisine de celle de l'électrode au calomel pour la même température.

([3]) Pour la préparation de Sb voir Gex, *Arch. Phys. biol.*, 9, 1931, p. 110.

L'électrode de Sb paraît dans ces conditions plus régulière que lors de son emploi (même en différentiel) dans les techniques de pH, quoique certaines de ses anomalies de ces dernières mesures se retrouvent encore.

Des considérations théoriques semblent rendre compte des faits précédents; la force électromotrice de la pile à antimoine (non en différentiel, mais contre calomel, telle qu'elle intervient dans la pile qui est une définition du pH) ([4]) est

$$E_1 = E'_1 + E_0 = -\frac{RT}{F}\,pH + e$$

(où $E_0$ est le potentiel de l'élément au calomel, et $e$ une petite constante dépendant de l'électrode Sb et de la température); et la formule classique de Clark pour le rH donne, pour le potentiel de platine au contact de la solution,

$$E_2 = \frac{RT}{2F}\,rH - \frac{RT}{F}\,pH.$$

La force électromotrice de la chaîne totale Pt/Sb (mais sans calomel) serait donc

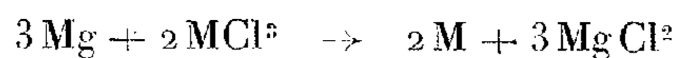
$$E = E_2 - E'_1 = \frac{RT}{2F}\,rH + E_0 - e \quad ([5]).$$

L'existence d'un système physicochimique dont la mesure représente directement le rH, outre qu'elle donne des possibilités expérimentales pour étude de cette caractéristique (courbes de titration d'oxydoréduction, enregistrement d'évolutions biologiques etc.), pose le problème de Clark sous un aspect inattendu, et pourrait remettre en relief cette notion importante que son auteur avait considérée comme sans intérêt.

CHIMIE MINÉRALE. — *Préparation du cérium, du néodyme et du gadolinium métalliques à partir de leurs alliages avec le magnésium.* Note de M. **Félix Trombe** et M^lle **Françoise Mahn**, présentée par M. Paul Lebeau.

Les alliages cérium-magnésium étudiés par Vogel ([1]) possèdent, pour toutes leurs compositions, des points de fusion inférieurs à celui du cérium. Nous avons constaté qu'il en est de même pour les alliages néodyme-magnésium et gadolinium-magnésium à faible teneur ($< 20\,\%$) en métal rare.

Leur préparation est effectuée directement, par action d'un excès de magnésium fondu sur le chlorure rare correspondant, également fondu, en présence de chlorures alcalins ([2]). Ceux-ci ont pour effet d'abaisser la densité du bain de sel fondu au-dessous de celle de l'alliage finalement réalisé. La réaction



$$3\,Mg + 2\,MCl^3 \rightarrow 2\,M + 3\,MgCl^2$$

n'est jamais totale. Nous avons obtenu, dans chacun de nos essais, un ren-

([4]) Vlès-Vellinger, *Arch. Phys. biol.*, 6, 1, 1927, p. 38.
([5]) Vlès et Gex, *C. R. Soc. Phys. biol. Fr.*, 1943 nº 70.

([1]) *Z. anorg. allgem. Chem.*, 91, 1915, p. 277.
([2]) *Brevets français* nºs 489.155 et 858.371.

dement R égal au rapport du poids de métal rare M présent dans l'alliage au poids total de M engagé dans le chlorure fondu.

A température constante, la valeur de R dépend des concentrations finales des éléments et des sels présents, les uns dans la masse métallique, les autres dans le mélange de sels fondus. Ainsi l'addition de chlorure de magnésium au bain de chlorure rare diminue beaucoup cette valeur.

De même le caractère limité de la réaction s'oppose à la préparation d'alliages à teneur élevée en métal rare.

En fonction de la température, la valeur de R croît, passe par un maximum très accentué vers 800° C., puis décroît rapidement ensuite.

| Composition du bain de chlorures fondus. | Température de l'opération | % métal M dans l'alliage. | Rendement % (R). |
|---|---|---|---|
| $NdCl^3$ à 30 % KCl | 700° C. | 9,2 | 24 |
| | 805 | 10,8 | 27 |
| | 960 | 7,2 | 17,8 |
| | 1000 | 2,3 | 5,7 |
| $NdCl^3$ à 60 % du mélange KCl-NaCl | 805 | 8 | 36 |
| $GdCl^3$ à 60 % du mélange KCl-NaCl | 708 | 8,6 | 39 |
| | 765 | 10,5 | 47 |
| | 870 | 8,0 | 36 |

Ces résultats sont en accord avec les données de Neumann et Richter (3) sur la variation du potentiel de dépôt des chlorures rares et du chlorure de magnésium en fonction de la température. Le magnésium déplace d'autant plus les métaux rares de leurs sels que la température est plus élevée. La diminution de R à partir de 800° C., en contradiction apparente avec l'indication précédente, peut s'expliquer par l'augmentation rapide de la tension de vapeur du magnésium au-dessus de cette température. Remarquons également que la valeur de R est notablement plus élevée pour le gadolinium que pour le néodyme. Dans le groupe des terres rares en effet, le caractère électropositif décroît régulièrement en fonction du numéro atomique. Il s'ensuit que, dans des conditions identiques, le gadolinium (n° atomique 64) est plus complètement déplacé de ses sels par le magnésium fondu que le néodyme (n° atomique 60).

La préparation du cérium, du néodyme et du gadolinium, par dissociation thermique de leurs alliages avec le magnésium, paraît *a priori* possible. Le magnésium, qui peut être sublimé dès 600° C. (4) dans un vide élevé, possède une tension de vapeur égale à 760$^{mm}$ de Hg à 1102° C. Par contre, à cette température les métaux rares indiqués sont parfaitement fixes, même dans le vide cathodique.

(3) *Z. Electrochemie*, **31**, 1925, pp. 296-304.

(4) A. E. VAN ARKEL, *Reine Metalle*, Berlin, 1939, p. 116.

Les alliages, placés dans un matériel de molybdène, brasqué de magnésie (dégazée préalablement à haute température), sont chauffés lentement sous une pression de l'ordre de 1/100 mm de Hg.

Le magnésium se sublime d'abord en partie, puis distille, l'alliage étant fondu. Son élimination du métal rare restant dans le creuset est pratiquement totale.

| Alliage initial. | Température maximum atteinte | Vide moyen (en mm Mg). | Impureté du métal rare final (Mg %). |
|---|---|---|---|
| Ce-Mg à 10 % Ce | 850° C | 1/300 | 0,7 |
| Nd-Mg à 9 % Nd | 880 | 1/500 | 0,5 |
| Gd-Mg à 10,5 % Gd | 850 | 1/100 | 1,6 |
| Gd-Mg à 8,6 % Gd | 1200 | 1/200 | 0,2 |

En résumé la préparation, par déplacement, des alliages magnésium-néodyme et magnésium-gadolinium présente certains caractères d'une réaction d'équilibre. Le rendement R, maximum pour une température voisine de 800° C., est plus élevé pour le gadolinium (47 %) que pour le néodyme (36 %).

L'élimination du magnésium par voie thermique fournit un métal dont la pureté dépend, ainsi que le montrent les essais relatifs au gadolinium, de la température maximum de distillation.

Cette méthode se montre d'autant plus intéressante que le métal rare dont la préparation est envisagée possède un numéro atomique plus élevé. Elle s'adapte donc particulièrement à l'isolement des métaux du groupe de l'yttrium.

CHIMIE INDUSTRIELLE. — *Sur le dosage des particules solides dans les poussières et les fumées.* Note de MM. **Alban Avy** et **Raymond Raillères**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'utilisation des filtres solubles pour le prélèvement, aux fins de granulométrie, des particules solides en suspension dans l'atmosphère a été proposée il y a déjà plusieurs années.

Dans ces filtres les particules sont arrêtées sur un support microporeux, constitué par du sucre granulé, des cristaux de nitrate de potassium ([1]) ou d'acide salicylique (H. V. A. Briscoe et J. M. Matthews, *Trans. I. M. M.*, 44 1936, p. 3; *Microch. Acta*, 1, 1937, p. 266).

On traite ensuite l'ensemble par un solvant du support, eau ou alcool, et l'on obtient une suspension des particules en milieu liquide permettant d'effectuer un examen microscopique ou une granulométrie (méthode d'Oden, de Svedberg etc.).

Les inconvénients présentés par ces filtres solubles résident, suivant le cas,

([1]) Graham, J. Ivon, F. Lawrence, *Trans. Inst. Min. Engin.*, 92, 1936, p. 1.

dans la fragilité de la masse filtrante, la forte résistance opposée au passage de l'air, l'hygroscopicité de la substance utilisée.

Nous avons réalisé un filtre évitant les inconvénients signalés ci-dessus et dont l'efficacité est comparable à celle des meilleurs papiers connus.

Nous avons recherché un produit dont la cristallisation puisse s'effectuer sous forme d'aiguilles longues et fines, qu'il soit possible d'enchevêtrer facilement : après un certain nombre d'essais, nous avons retenu le tétrachloronaphtalène vendu sous les dénominations commerciales d'*électro cire* ou de *clonaline*.

Cette substance est toujours en réalité un mélange de tétrachloronaphtalène et de trichloronaphtalène. C'est un solide cireux de couleur jaune, que l'on peut obtenir blanc par cristallisation. Son point de fusion se situe alors autour de 100° et son point d'ébullition est un peu supérieur à 300°.

Les deux produits, d'origine différente, que nous avons utilisés nous ont donné les mêmes résultats et peuvent être employés soit bruts, soit après purification. Le produit fourni par l'industrie est constant depuis de nombreuses années.

Le tétrachloronaphtalène, insoluble dans l'eau et très peu soluble dans l'alcool, se dissout très facilement dans le benzène, le tétrachlorure de carbone, l'éther et l'acétone; il cristallise normalement en longues aiguilles fines et souples déjà enchevêtrées à leur formation.

L'intérêt de ce produit réside surtout dans le fait qu'il est possible, dans certaines conditions, d'obtenir des aiguilles d'un diamètre voisin de 5 à $10^{\mu}$, de l'ordre de grandeur des fibres des papiers à charge d'amiante utilisés dans les masques et dont le pouvoir d'arrêt est remarquable. Par précipitation ménagée dans l'alcool, dans lequel le produit est très peu soluble, on obtient des flocons très fins avec lesquels on peut réaliser une sorte de papier à texture très serrée.

La technique de préparation est très simple et consiste à fixer le feutrage des cristaux sur une toile métallique fine exactement comme dans la préparation du papier à la pile.

Nous l'avons expérimenté à l'aide d'une fumée de condensation de bleu de méthylène dont les particules ont une grosseur variant depuis $2^{\mu}$ jusqu'aux environs de $0^{\mu},1$. Un papier témoin placé derrière le papier soluble ne présentait aucune trace de coloration, alors que celui-ci avait arrêté une couche de presque $1^{mm}$ de fumée.

L'ensemble papier soluble-toile métallique est suffisamment résistant pour supporter des transports ou même des chocs.

Le tétrachloronaphtalène n'étant pas hygroscopique, on peut peser les disques sans précautions spéciales à la balance de précision.

La vitesse de prélèvement peut atteindre plusieurs centaines de litres par minute pour un disque de $100^{mm}$ de diamètre et la quantité de poussières

arrêtées peut atteindre 300 à 400$^{mg}$ sans colmatage excessif. La quantité prélevée est suffisante pour permettre d'effectuer une granulométrie par sédimentation. La mise en suspension des poussières dans l'eau peut se faire par deux méthodes.

La première consiste à dissoudre le tétrachloronaphtalène dans le benzène ou le toluène. Ces solvants provoquent souvent la coagulation de la poussière et sa sédimentation rapide. On élimine le tétrachloronaphtalène par plusieurs lavages successifs. On n'a plus ensuite qu'à décanter le benzène, à sécher et à reprendre par l'eau.

On peut aussi éliminer le solvant par centrifugation dans le cas où la poussière ne se coagule pas d'elle-même.

Un autre procédé consiste à évaporer d'abord le solvant, puis ensuite le tétrachloronaphtalène en chauffant aux environs de 300°.

A titre d'exemple, le tableau suivant donne la comparaison entre une granulométrie effectuée sur du sable, sur le même sable dispersé sur un filtre soluble et récupéré après dissolution de ce dernier, enfin sur du sable récupéré par évaporation.

| Échantillon. | Poids introduit (en g). | Granulométrie % 30 μ. | 30/10 μ. | 10/3 μ. | 3/1 μ. | 1 μ. | Poids total retrouvé (en g). |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Sable seul | 1,2376 | 82,81 | 12,78 | 2,46 | 1,30 | 0,64 | 1,2379 |
| » récupéré par dissolution | 1,3542 | 82,01 | 13,96 | 2,50 | 0,98 | 0,55 | 1,3559 |
| » » par évaporation | 1,3063 | 82,88 | 13,51 | 2,32 | 0,82 | 0,45 | 1,3082 |

## GÉOLOGIE. — *L'âge du granite de Lanvaux.*

Note de M^lle **Anne Faure-Muret**, présentée par M. Charles Jacob.

La Lande de Lanvaux, un des traits structuraux les plus marquants de la Bretagne, correspond à un pli anticlinal qui s'étend de l'W-NW à l'E-SE au Sud du synclinorium de Saint-Julien-de-Vouvantes. Elle commence au Nord-Ouest de Vannes et se termine à Bains-sur-Oust, au Nord de Redon.

Décrit par Ch. Barrois comme une ellipse de *granite gneissique* qui devient grenu à Bains-sur-Oust, ce massif est entouré par la formation dite des *Schistes et Arkoses de Bains*, complexe assimilé au Briovérien (1).

Cette ellipse est encadrée par deux massifs grenus ayant développé une forte auréole de métamorphisme : celui de Saint-Jean-de-Brévelay au Nord, celui de Grandchamp au Sud.

En 1910, Ch. Barrois (2) admettait que ces trois massifs, analogues par leur composition minéralogique et par le parallélisme de leurs alignements, mais différents par leur structure et leur action métamorphique, seraient issus d'un même magma, leur venue s'étant effectuée durant la phase hercynienne. Les différences que présentent ces granites étaient

(1) Ch. Barrois et L. Bochet, *Ann. Soc. Géol. du Nord,* **17**, 1890, p. 16; Ch. Barrois, *Ann. Soc. Géol. du Nord,* **17**, 1890, p. 21.

(2) *Ibid., C. R. XI^e Congrès Géol. Intern.*, Stockholm, **1**, 1910, p. 597.

attribuées à des conditions différentes de cristallisation, celui de Lanvaux, syntectonique, s'étant consolidé à des profondeurs plus grandes, les deux autres étant post-tectoniques.

Mais, vingt-cinq ans plus tard, au cours du lever de la deuxième édition de la feuille de Redon avec M. P. Pruvost, Ch. Barrois abandonne cette idée. Ces auteurs attribuent à l'Arenig le complexe des *Schistes et Arkoses de Bains* enveloppant le massif de Lanvaux, à la suite des observations de F. Kerforne (3), puis de MM. J. Péneau (4) et d'Y. Milon (5). Cette série comprenait tous les terrains situés entre le granite et les Schistes à Calymènes. Ils font remarquer en outre que les Arkoses semblent bien formées aux dépens du *granite gneissique* de Lanvaux, et dans une brève conclusion, ils indiquent que ce massif, postérieur au Briovérien, serait antérieur à l'Arenig. Ce serait donc un des rares cas où *un granite prévarisque se trouverait observable dans le Massif Armoricain.*

Après étude sur le terrain, entreprise sur le conseil de MM. Ch. Jacob et P. Pruvost, je distingue dans le complexe des *Schistes et Arkoses de Bains* deux séries d'âges différents : à la partie supérieure, les *Schistes et Arkoses de Bains* s. str., débutant par le Poudingue du Dréneux (6), l'ensemble étant attribuable, au moins pour sa partie supérieure, à l'Arenig. Le poudingue repose sur des schistes offrant le faciès typique des Schistes $x$; je les rapporterai donc au *Briovérien. Or cette dernière série, seule, est atteinte par du métamorphisme.*

Nous aurions donc de haut en bas la succession stratigraphique suivante : 1° Schistes à Calymènes; 2° Schistes et Arkoses de Bains *s. str.*; 3° Poudingue du Dréneux; 4° Schistes $x$, Schistes $x$ métamorphiques, Granite.

Le poudingue de base des Schistes et Arkoses de Bains est très écrasé; ses éléments sont surtout de petits galets de quartz; il comporte en outre de nombreux galets de schistes en tous points semblables aux schistes métamorphiques du pourtour du massif.

La série de Bains, avec son poudingue de base, est discordante sur le Briovérien. Le poudingue, qui devient à grains plus fins et disparaît vers l'W, est très constant dans la région au Nord de Redon; il est d'abord transgressif sur les schistes métamorphiques, puis sur le granite, notamment au Beauro à l'Est de Saint-Vincent. Le mauvais état des affleurements empêche toutefois d'observer le contact.

L'étude au microscope des échantillons, sous la direction de Mme E. Jerémine, ne nous a permis d'observer que du métamorphisme régional.

Nous voyons donc que la transgression des Schistes et Arkoses de Bains a sapé d'abord les Schistes métamorphiques en donnant le Poudingue de base, puis le granite, et l'attaque de ce dernier est à l'origine des dépôts d'Arkoses;

---

(3) *Comptes rendus*, 154, 1912, p. 1648.

(4) *Bull. Soc. Sc. Nat. Ouest*, Nantes, (*C. R.*, 1925, p. 16).

(5) *Bull. Soc. Géol. et Min. de Bretagne*, 6, 1925, p. 64.

(6) Du nom de la garenne du Dréneux, au Sud-Est de Sainte-Marie-de-Redon, où se trouve une carrière d'exploitation locale.

les éléments les plus grossiers de l'Arkose de Bains se tiennent au voisinage du granite grenu.

Ainsi le massif de Lanvaux ne s'est encaissé que dans le Briovérien, atteint par du métamorphisme régional qui se résume ici à la zone *épi*. Mais il est venu au jour exceptionnellement avant l'Arenig, grâce au pli anticlinal de Lanvaux, qui a commencé à surgir dès cette époque, et apparaît ainsi comme une manifestation des mouvements *cadomiens* dans le Sud du Massif Armoricain.

GÉOLOGIE. — *Sur une amélioration apportée aux méthodes d'étude granulométrique des sédiments*. Note de M. **André Rivière**, présentée par M. Charles Mauguin.

L'étude des parties fines des sédiments meubles ou des sols se fait généralement par sédimentation de suspensions convenablement dispersées dans un liquide moins dense, généralement l'eau. On opère comme si toutes les particules étaient de même nature, donc de même densité et de même forme et suivaient la loi de Stockes-Osen, ce qui revient à admettre un classement des particules par catégories de même valeur hydraulique. La sédimentation d'une suspension est une fonction compliquée de la constitution granulométrique du sédiment puisque, suivant leurs positions initiales, les grains ont des parcours très différents à accomplir avant de se déposer. Il en résulte que les méthodes de fractionnement par décantation sont longues et fastidieuses, car la purification de chaque fraction exige des opérations d'autant plus nombreuses que la précision recherchée est plus grande. Les méthodes de lévigation sont plus rapides, mais encore très longues et exigent une consommation énorme d'eau distillée; de plus elles s'appliquent mal aux éléments les plus fins. Aussi se contente-t-on souvent de déterminer la granulométrie, sans séparation effective des fractions, par les méthodes de la pipette ou de la balance de sédimentation et les méthodes dérivées. Les opérations seraient beaucoup plus faciles si le sédiment pouvait être introduit au sommet d'une colonne du liquide de sédimentation utilisé à l'état pur et à travers laquelle se ferait la chute des particules. Le procédé est effectivement utilisé avec les sables et les poudres, mais il n'en est plus ainsi pour les sédiments riches en matières colloïdales (surtout argileuses) qui nécessitent une dispersion préalable. La suspension constituée est évidemment plus dense que le liquide de sédimentation et a tendance à gagner le fond comme le ferait un liquide de poids spécifique élevé, en entraînant les particules en suspension, sans qu'il n'y ait aucun triage. Or on peut tourner cette difficulté en diminuant la densité de la suspension initiale par addition d'un liquide miscible et de faible densité, ne provoquant pas la floculation de la suspension. Avec des suspensions argileuses suffisamment diluées et convenablement dispersées, l'alcool, ajouté en quantité

suffisante pour ramener la densité à un chiffre égal ou légèrement inférieur à un, donne fréquemment d'excellents résultats. Moyennant quelques précautions dans la mise en place de la suspension à étudier à la partie supérieure du liquide de sédimentation, on obtient, sur une faible hauteur et en un temps relativement court, des résultats comparables à ceux que pourrait donner une lévigation prolongée. Le procédé s'applique parfaitement à toutes les méthodes dérivées de la balance de sédimentation, qui devient particulièrement intéressante puisqu'alors on enregistre non plus une courbe de sédimentation qu'il faut interpréter graphiquement, mais directement une courbe granulométrique cumulative. Sous une forme simple, on peut envisager l'emploi d'un aréomètre à plateau qui, à condition de tenir compte de son enfoncement (ce qui ne présente aucune difficulté), donnera par simple lecture des courbes cumulatives dont la précision ne dépendra que du mode de construction de l'appareil.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Manifestations aurorales aux latitudes moyennes*. Note de MM. **Paul Abadie**, **Étienne Vassy** et M[me] **Étienne Vassy**, présentée par M. Charles Maurain.

Nous avons effectué, dans divers azimuts, une série de mesures de l'intensité des raies verte (5577 Å) et rouges (6300-6550 Å) de la lumière du Ciel nocturne en fonction de la distance zénithale.

De telles mesures ne peuvent être faites qu'avec une atmosphère particulièrement pure. Aussi, pour s'affranchir le plus possible de la vase atmosphérique et pour pouvoir opérer sur des distances zénithales voisines de 90°, elles ont eu lieu à l'Observatoire du Pic du Midi (altitude 2850$^m$, latitude 42°56′N).

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé présentait deux avantages essentiels sur ceux précédemment en usage :

1° possibilité de faire porter la mesure sur une étroite région du ciel : le faisceau utilisé pouvait avoir une ouverture de 3°;

2° possibilité d'opérer très rapidement et de faire de nombreuses séries de mesures au cours de la nuit : une série de mesures du zénith à l'horizon pouvait s'effectuer en 5 à 10 minutes.

Pour cela nous avons utilisé comme récepteur d'énergie un multiplicateur d'électrons, sensible entre 4000 et 8000 Å, avec un maximum prononcé à 4600 Å. Le montage électrique utilisé, recommandable pour les faibles luminosités, permettait, en faisant varier la durée de charge d'un condensateur, d'intégrer dans le temps l'énergie reçue.

L'optique comprenait un système de deux lentilles, l'une munie d'un diaphragme et donnant une image de l'autre suivant le principe proposé par Ch. Fabry [1]. Deux filtres isolant respectivement les radiations 5577 Å et 6300-6550 Å étaient, l'un ou l'autre, placés devant le système optique.

---

(1) *Comptes rendus*, **150**, 1910, p. 272.

Nous avons traduit les observations en construisant des courbes avec en abscisses les masses d'air correspondant aux distances zénithales (comprises entre 0 et 87°) suivant lesquelles l'instrument était dirigé et en ordonnées le rapport de l'intensité lumineuse à l'intensité suivant la direction du zénith.

Les courbes obtenues se séparent très nettement, du moins en lumière rouge, en deux groupes. Dans l'un, que nous qualifierons de normal, elles sont très voisines entre elles et passent par un maximum pour une distance zénithale de 82°30'. Dans l'autre elles sont assez variables, mais avec une pente au départ quelquefois plus grande que l'unité et avec une ordonnée maximum toujours plus élevée (environ deux fois) que les courbes du premier groupe. Pour la radiation 5577 Å, les résultats sont analogues, la distinction entre les deux groupes de courbes étant toutefois moins marquée.

On constate que les courbes anormales ont toutes été obtenues dans la direction du Nord, sauf le 31 août pour le Sud et le 28 août pour l'Est. Elles montrent donc une dissymétrie dans la luminosité du Ciel nocturne et traduisent une activité aurorale certaine. D'ailleurs, en même temps qu'on obtenait les courbes s'écartant le plus de la normale, on pouvait distinguer une lueur diffuse un peu au-dessus de l'horizon Nord, ne présentant aucune coloration par suite de sa faible brillance. Le 31 août, la brillance au Nord était de l'ordre de celle de la Voie Lactée :

1° pour la région rouge, on a enregistré des courbes du second groupe, pendant les nuits du 25 août (date du début de la nuit), 29 août à $22^h30$, 30 août, 31 août;

2° pour la raie verte, pendant les nuits du 25 août, 28 août à $21^h$, 29 août à $22^h30^m$, 30 août, 31 août et 2 septembre.

Ce n'est que le 23 août qu'on a enregistré uniquement des courbes normales.

Nos mesures révèlent donc, pendant la période où elles ont été possibles, une activité aurorale perceptible ou non avec l'œil, que cette activité se manifeste toute la nuit ou seulement vers $22^h$.

Signalons que Garrigue (²) a observé pour la raie verte une brillance moyenne plus grande au Nord qu'au Sud. Mais, contrairement à ce qu'a vu cet auteur, les jours de manifestations aurorales sont très nombreux, 6 sur 7 dans notre cas; cette proportion n'a jamais encore été signalée; il convient toutefois de noter qu'il y a un maximum de fréquence aurorale aux équinoxes pour nos latitudes. Cependant il semble bien que l'aurore polaire sous une forme peu intense y soit un phénomène plus fréquent qu'on ne le croyait.

Nous avons recherché si cette activité aurorale était accompagnée par des perturbations dans les autres phénomènes habituellement en relation avec elle. L'examen des enregistrements magnétiques de l'Observatoire de Chambon-la-Forêt a montré une forte perturbation le 30 août (28' pour la déclinaison) à

(²) *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 1398.

partir de $20^h$, et une agitation notable ($11'$ à $14'$) les 28, 29 et 31 août et le 2 septembre. Remarquons que l'illumination générale du ciel observée le 31 août suivait la forte agitation du 30 août, qui n'a cessé que le lendemain matin.

Signalons à ce propos que les 30 et 31 août, il semble y avoir une distorsion des ondes radioélectriques due sans doute à un état troublé de l'ionosphère.

Enfin nous avons examiné, d'après les spectrohéliogrammes de l'Observatoire de Meudon, l'activité solaire qui était particulièrement faible à ce moment; on se trouvait d'ailleurs en pleine période de minimum. Il n'est apparu sur le Soleil que des taches très petites, une le 23 août et deux dans un ancien groupe le 28 août.

Pour nous résumer, insistons sur le fait qu'il existe sous nos latitudes une activité aurorale fréquente, décelée par nos mesures, dans une période d'activité solaire négligeable mais d'agitation magnétique notable; en outre cette activité aurorale affecte différemment la raie verte et la région rouge, ce qui la différencie d'un renforcement exceptionnel du spectre continu, tel qu'il a été constaté par Dufay et Tcheng Mao-Lin ([3]) dans le spectre d'une « nuit claire ».

PALÉOBOTANIQUE. — *Flore des Découvertes de Decazeville.* Note de M. **Frédéric-Marie Bergounioux** et M^lle **Jeanne Doubinger**, présentée par M. Charles Jacob.

Mis à nu dans les Découvertes de Lassalle et de Combes, le terrain houiller y affecte la forme d'un anticlinal dissymétrique dont le flanc Ouest est moins redressé que le flanc Est; ce dernier a, de plus, subi une réduction importante.

Deux coupes, l'une suivant la direction Sud-Ouest de la Découverte de Lassalle et l'autre Sud-Est-Nord-Ouest de la Découverte de Combes, montrent la succession suivante :

*Zone* A. — Le cœur de l'anticlinal est formé par le houiller productif. Immédiatement au-dessus de la houille, le toit est schisteux, puis il devient légèrement gréseux et présente de nombreuses intercalations de carbonate de fer. La zone est très fossilifère : *Pecopteris polymorpha* (très commun), *P. hemiteloïdes* (très commun), *P. oreopteridia, P. arborescens, P. dentata, P. Sterzeli, P. feminæformis, Callipteridium pteridium* (commun), *C. gigas, Alethopteris Grandini* (commun), *A. minuta, Odontopteris lingulata, O. minor* (rare), *O. subcrenulata, Annularia stellata, A. sphenophylloïdes, Sphenophyllum oblongifolium* (commun), *Calamites Cisti, Cordaïtes lingulatus, Syringodendron.*

Cette flore est identique à celle décrite par P. Bertrand comme caractéristique du Stéphanien moyen du bassin de la Loire ([1]). De plus elle offre de grandes analogies avec la flore de l'assise de Potzberg du bassin de la Sarre et

---

*Cahiers de Physique*, **14**, 1943, p. 63.

([1]) Paul Bertrand, *Comptes rendus*, **167**, 1918, pp. 689 et 760.

de la Lorraine décrite par le même auteur (²). Il semble logique d'attribuer à cette zone l'âge stéphanien moyen et de la mettre en parallélisme avec l'assise de Saint-Étienne et l'assise de Potzberg. De plus, par l'absence de Sigillaires cannelées, elle correspond à la série de Chamclauson, du bassin du Gard (³).

*Zone* B. — Au-dessus de la zone A se place une formation très importante, qui atteint par endroits 50$^{m}$ d'épaisseur. Elle se remarque sur le terrain par un aspect particulier des schistes bleutés très feuilletés. On y trouve de nombreux coprolithes qui forment le centre de nodules carbonatés ou phosphatés, des écailles et d'autres restes de poissons. Les traces de végétaux y sont plutôt rares et très pyriteuses. On y observe cependant *Walchia piniformis*, *W. fertilis*, *Pecopteris pinnatifida*, *P. Candollei*, *P. hemiteloïdes*, *P. polymorpha*, *Odontopteris minor*, *O. Brardi*, *O. subcrenulata*, *Linopteris Germari*, *Calamites Suckowi*, *C. varians*, *Ptychopteris macrodiscus*, *Poacordaïtes linearis* (commun); *Dorycordaïtes affinis*.

Cet horizon est à rapprocher de la formation bitumineuse et poissonneuse de Montrambert, qui marque nettement le début du Stéphanien supérieur dans le bassin de Saint-Étienne. La flore offre en effet les caractères de la flore d'Avaize et de celle de Breitenbach dans le bassin de la Sarre et de la Lorraine (²). Cette zone se retrouve sur le flanc Est de Lassalle, où elle a été sporadiquement conservée.

*Zone* C. — Au-dessus des schistes à Poissons et à coprolithes, on passe à une zone de grès plus ou moins schisteux. La flore de cet horizon est très voisine de la précédente. Elle est marquée en particulier par l'apparition en masse d'*Odontopteris minor* et de *Poacordaïtes linearis*. A côté des espèces banales dans tout le Stéphanien, les formes déjà connues dans la zone B se font ici plus rares : *Odontopteris subcrenulata*, *Pecopteris polymorpha*, P. cyatheïdes (*P. lepidorachis*, *P. hemiteloïdes*), *Alethopteris Grandini*, *Callipteridium gigas*, *Syringodendron*.

D'autres espèces n'apparaissent que dans cette zone : *Neuropteris Planchardi*, *Odontopteris genuina*, *Pecopteris unita*, *Aulacopteris vulgaris*, *Calamites gigas*, *Poacordaïtes linearis*, *Asterophyllites Dumasi*, *Sigillaria Brardi*, *Stigmaria ficoïdes*.

La flore de cette zone présente les caractères de la flore d'Avaize et de la flore de l'assise de Breintenbach. Elle est d'âge Stéphanien supérieur.

La limite entre le Stéphanien moyen et le Stéphanien supérieur se placerait ici, comme dans le bassin de la Loire, au niveau de la puissante formation schisteuse à poissons et à coprolithes. Là où cette formation est absente, les caractères floristiques, apparition en masse d'*Odontopteris minor* et abondance de *Poacordaïtes linearis*, accompagnés par un changement de faciès, ne laissent place à aucune hésitation.

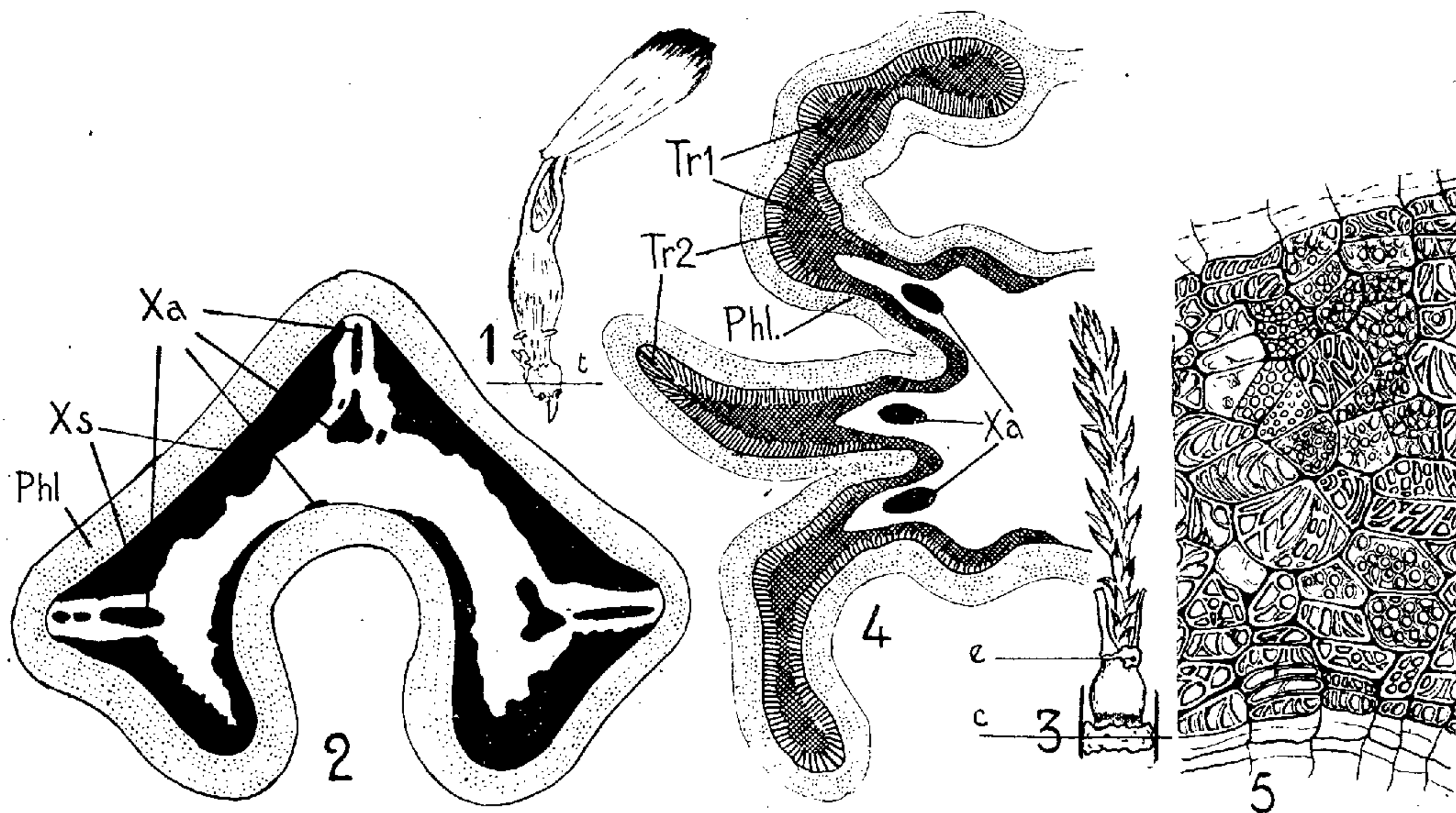
---

(²) PAUL BERTRAND, *Bassin houiller de la Sarre et de la Lorraine. Flore fossile*, 3 vol., Lille, 1930-1932.

(³) LIVET, *Revue de l'Industrie minérale*, 1943, pp. 117 et 185.

ANATOMIE VÉGÉTALE. — *Les anomalies structurales vasculaires causées par l'acide indol-β-acétique dans les plantules de l'*Araucaria imbricata *et l'explication des structures de certaines plantes fossiles.* Note (¹) de M. **Édouard Boureau**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Le développement d'une jeune plantule d'*Araucaria imbricata* dans un milieu nutritif liquide contenant de l'acide indol-β-acétique, provoque l'apparition de volumineuses tumeurs (²) ainsi que de formations diverses : tissus de cicatrisation abondants, éclatements et exfoliations locales du tissu cortical, radicelles nombreuses etc.




*Araucaria imbricata.* — Fig. 1, plantule tricotylée présentant une tumeur radiculaire due à l'acide indol-β-acétique. — Fig. 2, portion de coupe transversale de la tumeur (niveau *t*) montrant l'invagination de l'assise génératrice au niveau du 4ᵉ pôle ligneux. — Fig. 3, plantule dicotylée qui, après avoir été sectionnée au-dessous du collet, a achevé son développement dans un tube à essai contenant un milieu nutritif liquide additionné d'acide indol-β-acétique. *c*, bourrelet de cicatrisation; *e*, bourrelet formé par la prolifération des cellules corticales. — Fig. 4, portion de coupe transversale du cylindre central, au niveau du bourrelet *c* montrant les évaginations de l'assise génératrice libéroligneuse. — Fig. 5, portion de coupe transversale montrant les hydrocytes du tissu de transfusion dans une évagination.

Xa, xylème centripète; Xs, xylème superposé; Phl, assise génératrice et liber secondaire; Tr 1, hydrocytes primaires du tissu de transfusion; Tr 2, hydrocytes secondaires du tissu de transfusion.

L'étude anatomique de ces tumeurs vient confirmer les observations de Magrou (³) sur les tumeurs végétales dues au *Bacterium tumefaciens* : l'hormone multiplie les cloisonnements cellulaires et en particulier allonge les assises génératrices, de sorte qu'on observe, en coupe transversale, des invaginations (*fig.* 2) et des évaginations (*fig.* 4) de l'assise génératrice libéro-

(¹) Séance du 9 août 1943.

(²) Solacolu et Constantinesco, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 290.

(³) *Ann. Institut Pasteur*, 41, 1927, pp. 785-801.

ligneuse, isolant ainsi, plus ou moins complètement, des stèles intramédullaires à polarité renversée et des stèles intracorticales.

L'apparition, dans les évaginations très longues de l'assise génératrice, dans sa partie extrapolaire, de vastes tissus lignifiés est très nette; ils dérivent uniquement des cellules de transfusion qui, dans les plantules normales de Conifères, proviennent de la différenciation sur place du tissu fondamental (Tr 1, *fig.* 4). Ces cellules sont munies de ponctuations offrant pour la vésuvine une affinité croissant avec l'âge. Les cellules du méristème secondaire issues du fonctionnement de l'assise génératrice libéroligneuse se transforment également en hydrocytes (Tr 2, *fig.* 4). Le tissu de transfusion a donc dans ce cas, une origine indirecte, puisqu'il résulte de la différenciation d'un méristème secondaire.

Nous avons vu, dans nos dernières Notes, l'importance qu'on devait attribuer à l'évolution du tissu de transfusion qui aboutit, dans le *Libocedrus* (4), dans l'*Araucaria* (5) comme dans les Cycadées (6), à la constitution de formations ligneuses qui, bien que surajoutées à l'appareil conducteur proprement dit, ont l'aspect, en coupe transversale, de véritables vaisseaux conducteurs.

Or il existe des structures vasculaires fossiles énigmatiques pour les Paléobotanistes, par exemple des structures « plissées » où l'on distingue difficilement les pôles de la différenciation ligneuse comme dans *Asterochlæna laxa*, *Asteropteris noveboracensis* et les *Cladoxylon*, bien connus depuis les travaux de Paul Bertrand (7).

Les structures vasculaires plissées obtenues expérimentalement avec l'hétéroauxine dans l'*Araucaria imbricata* rappellent celles de ces plantes fossiles; l'étude méthodique des modifications structurales apportées par les phénomènes de *plissements* peut permettre de retrouver la structure initiale de leur appareil conducteur, car il est vraisemblable que la structure « plissée » est un caractère acquis au cours d'une ontogénie effectuée dans des conditions très spéciales. On explique la structure de l'*Asterochlæna laxa* en partant de la structure à bois centrique du *Botryopteris cylindrica*, aboutissant à celle de l'*Ankyropteris Grayi*. Mais, d'après ce que l'on sait du développement du tissu de transfusion dans l'*Araucaria imbricata* en particulier, on peut, avec autant de vraisemblance, considérer la structure de l'*Asterochlæna* comme issue d'une structure primitive appartenant au deuxième cycle de l'évolution vasculaire. Un grand nombre de structures vasculaires fossiles, qui ne trouvent d'homologues dans aucune structure actuelle normale, sont susceptibles d'être interprétées par comparaison avec les structures vasculaires des tumeurs végétales, provoquées par l'acide indol-β-acétique.

---

(4) Édouard Boureau, *Comptes rendus*, 216, 1943, pp. 186-188.

(5) *Ibid.*, 217, 1943, p. 546.

(6) Gustave Chauveaud, *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 1912, pp. 654-1703.

(7) *Mém. Soc. Géol. du Nord*, 7, 1911; *XIIe Congr. géol. intern. Canada*, 1913; *Paléontographica*, Abt, B, 65, 1935, pp. 101-170.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *De la nature et de la localisation du produit des poches sécrétrices de la feuille du* Franklandia fucifolia *R. Br.* Note de M. **Robert Lemesle**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Au cours de son importante étude sur la structure des feuilles des Protéacées, Jönsson (¹) avait signalé chez le *Franklandia fucifolia* R. Br. l'existence de poches sécrétrices visibles extérieurement sous l'aspect de pustules saillantes; ces poches sont tapissées d'une assise de cellules aplaties d'où partent des poils pluri-cellulaires qui s'enchevêtrent à l'intérieur de la cavité; les intervalles de ces poils sont occupés par un contenu brunâtre très dense. L'auteur ne précisait pas la constitution chimique de ce produit; aucune indication n'ayant paru depuis sur ce point, nous avons pensé qu'il était intéressant d'entreprendre de nouvelles recherches sur la nature chimique inconnue des produits de sécrétion de ce remarquable sclérophyte australien.

En laissant séjourner des coupes pendant plusieurs heures dans le rouge Soudan III, on constate que le contenu des poches se colore en rouge; cette réaction nous permet de songer à la présence de composés résineux. Par contre le perchlorure de fer nous révèle l'absence complète de tanin. D'autre part ce même contenu prend une teinte violet foncé sous l'action de l'hématoxyline Delafield; pour obtenir ce dernier résultat, il est nécessaire de traiter préalablement les coupes par l'hypochlorite de soude, afin de faire disparaître la teinte brune du contenu, laquelle masque la réaction des mucilages pectosiques.

Il s'agissait alors de savoir si ces produits sont sécrétés par les cellules de l'assise qui entoure la cavité de la poche ou par les poils qui en émanent. Dans le but de résoudre cette question, nous avons prolongé le passage des coupes de feuilles dans l'hypochlorite de soude jusqu'à l'élimination complète des produits accumulés dans l'intervalle des poils; le traitement par le carmino-vert des coupes ainsi nettoyées nous a révélé la persistance d'une substance qui remplit la cavité des cellules aplaties situées à la périphérie de la poche ainsi que la cavité de tous les constituants des poils. Cette substance se colore en rouge vif par le rouge Soudan III et en violet par l'hématoxyline Delafield. Ces résultats nous permettent d'attribuer un rôle sécréteur non seulement aux cellules de l'assise périphérique de la poche, mais encore à tous les poils qui en proviennent. Ces éléments sécrètent un mélange de composés résineux et de mucilage pectosique, lequel s'accumule dans l'intervalle des poils et remplit la cavité des poches.

Ces recherches microchimiques nous font remarquer aussi l'existence d'un contenu jaunâtre à l'intérieur de quelques cellules du liber des plus grands faisceaux conducteurs, ainsi que dans le lumen de certains éléments des cordons fibreux qui coiffent ces faisceaux. Les réactifs appropriés nous ont révélé

(¹) *Acta Universitatis Lundensis*, 15, 1878-79, p. 18.

que ce contenu est constitué par un mélange de tanin et de mucilage pectosique.

L'étude structurale d'une jeune tige nous a permis de constater la présence de poches sécrétrices semblables à celles de la feuille par leur morphologie et la nature de leur contenu; elles en diffèrent toutefois par leurs dimensions : tandis que le diamètre des poches de la feuille atteint $425^{\mu}$, celui des poches de la tige ne dépasse pas $170^{\mu}$. Nous remarquons d'autre part la présence d'un complexe tanin-mucilage pectosique localisé : à l'intérieur de la plupart des éléments de l'assise sous-épidermique et de quelques cellules du parenchyme sclérifié, dans le lumen de certains constituants des cordons fibreux qui coiffent les faisceaux conducteurs, puis dans quelques cellules du liber et du parenchyme ligneux des plus grands faisceaux.

Il résulte de l'ensemble de ces observations que les organes végétatifs du *Franklandia fucifolia* R. Br. renferment un double appareil sécréteur : 1° des poches sécrétrices situées en dessous de l'assise sous-épidermique; *leur contenu, voisin de gommes-résines, mériterait être étudié au point de vue pharmacodynamique;* 2° des cellules à complexe tanin-mucilage localisées en diverses régions parenchymateuses et sclérenchymateuses de la tige et de la feuille.

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Comparaison des spores et des pollens relativement à leur teneur en phosphore.* Note de M^me^ **Cécile Sosa-Bourdouil**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Des études antérieures (¹) nous ont conduit à l'examen de la composition en carbone, hydrogène, azote d'un certain nombre de pollens et de spores des plantes vasculaires. Nous avons ainsi mis en relief des analogies et des différences chimiques dans la composition des organes de la reproduction dont l'évolution et la biologie présentent des parallélismes.

Nous examinons ici la teneur en phosphore, élément relativement abondant dans les pollens par rapport à l'appareil végétatif. En réalité la marge de variation suivant les divers groupes est assez large. Les pollens des Angiospermes étudiées ont été récoltés sous le climat de Paris, la plupart de ceux des Gymnospermes proviennent d'Angers (Arboretum G. Allard); les spores des Cryptogames exotiques, des serres du Muséum de Paris. En ce qui concerne le Maïs, on a pu vérifier que des pollens récoltés à Rabat (Maroc) avaient la même teneur en phosphore que ceux, de variété différente, récoltés à Bellevue (S.-et-O.). Nous poursuivons l'étude de l'action du milieu sur d'autres espèces. En général, les résultats sont valables pour les pollens et les spores arrivés à leur état complet de développement.

Le dosage du phosphore a été effectué, après destruction sulfonitrique de la matière organique, suivant la microméthode de H. Lieb et à l'aide de la

(¹) *Comptes rendus*, **204**, 1937, p. 997; **205**, 1937, p. 337; **206**, 1938, p. 1407.

réaction Briggs-Doisy-Bell suivant la technique de Machebœuf et Delsal ([2]). Les résultats exprimés en grammes et rapportés à 100g de substance sèche sont les suivants :

| Pollen d'Angiospermes. | | Pollen de Gymnospermes. | |
|---|---|---|---|
| *Lupinus angustifolius* | 1,57 | *Ginkgo biloba* | 1,56 |
| *Ricinus communis* | 1,18 | *Abies cephalonica* | 0,82 |
| *Tulipa Gesneriana* | 1,06 | » *nordmaniana* | 0,71 |
| *Freesia refracta* | 1,06 | *Araucaria Bidwillii* | 0,70 |
| *Papaver bracteatum* | 1,01 | *Cephalotaxus pedunculata* | 0,62 |
| *Thalictrum glaucum* | 1,0 | *Torreya californica* | 0,62 |
| *Ranunculus arvensis* | 0,86 | » *grandis* | 0,56 |
| *Trolliu europeus* | 0,84 | *Pinus banksiana* | 0,54 |
| *Zea Mays* | 0,62 | *Taxus baccata* | 0,34 |
| *Euchlæna mexicana* | 0,61 | | |

Dans l'ensemble les teneurs en phosphore des Angiospermes étudiées sont plus élevées que celles des Gymnospermes. Le taux le plus bas est représenté ici par deux Graminées du type Maïs (0,61) et le plus élevé par une Légumineuse (1,57). Parmi les Gymnospermes, *Taxus* présente le taux le plus bas (0,34) et l'ensemble va jusqu'à 0,82 pour un Sapin; on doit placer à part *Ginkgo biloba*, dont le taux est exceptionnellement élevé (1,56). Nous avons signalé ailleurs d'autres particularités chimiques de ce pollen ([1]).

Dans les cas examinés, il faut remarquer les teneurs voisines de plantes appartenant au même groupe botanique : celles de *Freesia* et *Tulipa* (Liliacées), de *Zea* et *Euchlæna* (Graminées) sont presque identiques; parmi les Gymnospermes, les deux *Abies*; trois espèces (*Cepalotaxus*, *Torreya*), que l'on rattache à la famille des Taxacées ont des valeurs voisines.

D'autre part l'analyse des spores d'un certain nombre de Cryptogames vasculaires nous a conduit aux résultats suivants :

Spores de Filicales :

| | | | |
|---|---|---|---|
| *Selaginella spinulosa* (microspores) | 0,258 | *Osmunda regalis* | 1,02 |
| » *Dutriana* | 0,237 | *Dicksonia antarctica* | 0,678 |
| » *caulescens* | 0,233 | *Anemia Phyllitidis* | 0,627 |
| » *Emiliana* | 0,173 | *Pteris biaurita* | 0,550 |
| | | *Dryopteris setigera* | 0,508 |

Parmi les Fougères étudiées se détache *Osmunda regalis*, avec une teneur élevée en phosphore (1,02), et ici encore nous avons affaire à un type très particulier dans le groupe des Fougères actuelles. Les Selagnielles sont pauvres en phosphore. Quant à *Selaginella Emiliana*, dont le taux est nettement inférieur aux autres espèces, il se peut que la raison puisse en être trouvée dans son ascendance, comme j'ai pu le constater pour la teneur en azote de pollens de Digitales hybrides ([3]).

([2]) *Bull. Soc. Chim. biol.*, 25, I-III, 1943, p. 116.
([3]) *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 85, 1938, p. 584.

En conclusion, dans l'ensemble des cas examinés, les pollens des Gymnospermes, sauf celui des *Ginkgo*, sont souvent plus pauvres en phosphore que ceux des Angiospermes. C'est parmi les spores des Cryptogames vasculaires que l'on rencontre les taux les plus bas. Chez les Fougères, les spores d'Osmonde présentent, exceptionnellement semble-t-il, une teneur élevée en P., teneur voisine de celles de beaucoup de pollens d'Angiospermes.

La marge de variation du taux pour 100 de phosphore dans ces organes est très large puisque l'on a trouvé pour ces exemples des valeurs allant de 0,34 à 1,6 chez les pollens, et de 0,23 à 1 pour les spores.

PHARMACODYNAMIE. — *Mode d'action du pentaméthylènetétrazol ou cardiazol sur les centres nerveux*. Note de M. **Paul Chauchard**, Mme **Henriette Mazoué** et M. **Raoul Lecoq**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

A la suite des premiers essais de Brown-Séquard, diverses manières de provoquer l'épilepsie expérimentale furent proposées; parmi les dernières, l'injection de pentaméthylènetétrazol ou cardiazol, en solution à 10 %, est devenue l'une des plus couramment mise en œuvre, tant chez l'Homme, où on l'utilise dans la thérapeutique de certaines psychoses (convulsivothérapie de von Meduna), que chez l'animal. De nombreuses recherches furent faites, dans le but de préciser le mode d'action de cette substance convulsivante et d'apporter ainsi de nouvelles contributions à la connaissance du déterminisme de l'épilepsie. La technique chronaximétrique permettant une analyse délicate des fonctions nerveuses, il nous a semblé qu'elle pourrait utilement servir à l'étude de ce problème.

A cet effet nous avons injecté par voie intrapéritonéale à des Lapins, des Cobayes et des Rats des doses faibles de cardiazol, voisines de $0^{cg},3$ et $1^{cg},5$ pour le Lapin et de $0^{cg},3$ pour le Cobaye et le Rat, très inférieures par conséquent à celles qui sont nécessaires pour provoquer des crises convulsives typiques, puisque celles-ci sont obtenues normalement chez le Lapin avec $5^{cg}$ par voie intraveineuse et $15^{cg}$ par voie intrapéritonéale. Les doses épileptogènes présenteraient l'inconvénient d'empêcher toute mesure et partant toute appréciation des modifications latentes du fonctionnement nerveux qui sont à l'origine de la crise.

Nos déterminations furent faites, selon la technique habituelle, sur l'animal intact (1) et portèrent notamment sur les chronaxies nerveuses motrices périphériques d'extension et de flexion des orteils, les chronaxies musculaires correspondantes, les chronaxies sensitives du reflexe de flexion croisé de la patte et les chronaxies corticales de flexion des orteils, les électrodes étant appliquées sur la peau aux points voulus.

Les injections de cardiazol, pratiquées aux doses faibles énumérées, modifient

(1) P. Chauchard, *Rev. Scientif.*, **73**, 1941, p. 620; A., B. et P. Chauchard, *C. R. Soc. Biol.*, **136**, 1942, p. 784.

en sens inverse les chronaxies de l'écorce cérébrale qu'elles augmentent et les chronaxies nerveuses périphériques qu'elles diminuent, égalisant à niveau bas les antagonistes et réalisant ainsi un fort hétérochronisme entre les chronaxies corticales et périphériques, normalement égales. Parallèlement, on note un abaissement des chronaxies musculaires. Par exemple, ayant injecté à un Cobaye une dose de $0^{cg},3$ de cardiazol, nous notons au bout d'un quart d'heure une montée de la chronaxie corticale allant de 55 à 370 (capacité chronaxique exprimée en m$\mu$F), tandis que les chronaxies périphériques motrices passent de 25 à 12 (extension) et de 45 à 20 (flexion), alors que la chronaxie sensitive tombe de 55 à 20 et la chronaxie musculaire de flexion de 50 à 25. Les modifications chronaximétriques observées sur le Lapin et sur le Rat sont très comparables aux précédentes, avec peut-être une moindre montée de la chronaxie corticale, celle-ci passant le plus souvent, en 10 minutes, de 50 à 90.

Précisons que les modifications observées sur les nerfs ne sont pas la manifestation d'une atteinte directe, mais d'un trouble central; car la section du nerf, éliminant cette dernière influence, permet de retrouver les mêmes chronaxies que sur un sujet normal. Il ne s'agit cependant pas d'un phénomène typique de subordination mettant en jeu le centre régulateur mésencéphalique des Lapicque, car la mise hors de cause de ce centre par anesthésie (à l'éther) ne supprime pas la diminution des chronaxies périphériques; le trouble siège dans des centres plus périphériques : la moelle et la partie inférieure de l'encéphale (on note en effet également une diminution de chronaxie dans le domaine des nerfs crâniens : facial).

*Conclusions.* — Il semble donc qu'en dehors de son action sur les muscles, le pentaméthylènetétrazol ou cardiazol exerce des effets complexes sur les centres nerveux. Les centres supérieurs, spécialement l'écorce cérébrale, sont déprimés, comme le montre l'augmentation de chronaxie corticale analogue à celle provoquée par les hypnotiques; par contre, les centres inférieurs sont excités, conditionnant la variation des chronaxies périphériques inverse de la modification corticale. Déjà les recherches antérieures, notamment celles de J. Asuad ([2]), avaient insisté sur le rôle des centres inférieurs dans la genèse des convulsions cardiazoliques. Nous y ajoutons la notion d'une dépression corticale à laquelle il faudrait rattacher la perte de connaissance observée chez l'Homme. Les perturbations nerveuses déclenchées par le cardiazol sont identiques à celles que nous avons trouvées dans le coma insulinique ([3]), rapprochement intéressant puisque la cure insulinique de Sakel a les mêmes indications thérapeutiques que la cure cardiazolique de von Meduna. Du point de vue cérébral, les deux méthodes sont déprimantes, et c'est avec raison que Delmas-

---

([2]) *Presse Méd.*, 48, 1940, pp. 794 et 1043.

([3]) P. Chauchard, *Rev. Neurol.*, 73, 1941, p. 245; B. et P. Chauchard, H. Mazoué et R. Lecoq, *C. R. Soc. Biol.*, 137, 1943, p. 653. Signalons toutefois que l'augmentation de chronaxie corticale est plus précoce avec l'insuline qu'avec le cardiazol.

Marsalet en fait deux variantes de la comathérapie convulsivante ([4]). Ce type d'action nerveuse centrale complexe s'oppose également à l'excitation encéphalique pure (avec diminution de chronaxie corticale) qu'on observe dans l'intoxication strychique et l'avitaminose $B_I$, où les crises convulsives intéressent la corticalité, et à la dépression encéphalique sans excitation périphérique des états hypniques ordinaires.

ENTOMOLOGIE BIOLOGIQUE. — *Observations sur le rythme d'activité nycthémérale chez le Doryphore* Leptinotarsa decemlineata *Say* (Col. Chrysomelidæ). Note de M. **Pierre Grison**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'imago de *Leptinotarsa decemlineata*, le Doryphore de la Pomme de terre, possède un rythme nycthéméral d'activité diurne que l'insecte a acquis au cours de la vie larvaire et conservé pendant la nymphose (P. Grison, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 66, 1943).

Toutefois, immédiatement au sortir de la longue diapause hivernale, et pendant une courte période, l'imago post-hibernant ne présente pas ce rythme.

Si, à ce moment, on le maintient expérimentalement à jeun, et dans des conditions constantes d'éclairement (100 lux), de température (25°) et d'humidité (50 %), la reprise du rythme n'a pas lieu.

Nous nous sommes proposé de préciser les conditions de reprise de ce rythme en examinant successivement l'influence du milieu et celle de la physiologie de l'insecte.

En plaçant à l'obscurité constante un imago qui vient de reprendre son rythme après hibernation, on observe la suppression de la phase diurne d'activité, seulement pendant les deux premiers jours, car elle reparaît, très atténuée, à partir du troisième. La lumière n'est donc pas un *facteur efficace* d'induction du rythme chez *L. decemlineata*; elle peut être un *facteur de conditionnement* (pour employer la terminologie de H. Piéron) ([1]), surtout si l'on tient compte de l'effet cinétique considérable des forts éclairements solaires qui accroissent beaucoup l'intensité et la durée de la période de circulation ([2]). La température, entre 18° et 30°C., agit de la même manière.

D'autre part, en maintenant dans les conditions constantes d'éclairement, de température et d'humidité précitées un insecte n'ayant pas encore repris son rythme, mais après lui avoir donné une alimentation très restreinte ($1^{cm^2}$ de feuille de Pomme de terre environ), nous avons constaté la réapparition de ce rythme. Plusieurs expériences ont donné toujours les mêmes résultats : aussitôt après l'absorption d'aliment, *un processus physiologique paraît être intervenu, processus synchronisant d'emblée la périodicité biologique avec les nycthémères, indépendamment de tous facteurs externes.*

(4) *L'électrochoc thérapeutique*, Paris, 1943.

(1) *Conduite, sentiments, pensée des animaux*, Paris, 1938.

(2) P. Grison, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 67, 1942, p. 181.

En comparant les réactions de l'imago immature pré-hivernant et de l'adulte post-hivernant qui suivent deux phases souterraines passées par l'insecte sous des états différents, on constate que la nymphose, malgré ses importants phénomènes d'histolyse et d'histogénèse, n'a pas supprimé la persistance rythmique, tandis que l'hibernation inhibe momentanément le rythme.

Il est intéressant de rapprocher ces constatations des phénomènes de la métamorphose et de régénération histologique qui l'accompagnent; ceux-ci exaltent l'activité cellulaire, tandis que l'hibernation de *L. decemlineata* est une *diavause* pendant laquelle l'activité physiologique décroît et à la fin de laquelle l'imago est déshydraté jusqu'au minimum compatible avec la vie ([4]); on ne voit plus trace d'hémolymphe dans la cavité générale, et l'alimentation a pour premier effet d'apporter à l'organisme l'eau indispensable à sa réactivation générale.

Une expérience confirme l'intérêt de ce rapprochement : il a suffi de mettre à la disposition d'un animal de l'eau sur un morceau de coton, et non plus de la nourriture comme précédemment, pour observer immédiatement une réactivation rythmique, moins importante que dans le cas d'une alimentation végétale, mais bien caractéristique.

Le mécanisme de cette réactivation n'est pas encore précisé, mais il est maintenant établi qu'après l'acquisition du rythme, celui-ci se manifeste ou reparaît lorsque les tissus de l'animal sont baignés par une hémolymphe abondante; cette coïncidence nous incite à attribuer au milieu intérieur un rôle de substrat physiologique capable de coordonner l'activité mnémonique et l'activité cinesthésique.

ENTOMOLOGIE BIOLOGIQUE. — *Réaction mnénotactique chez le Doryphore de la Pomme de terre*, Leptinotarsa decemlineata *Say* (Col. Chrysomelidæ). Note de MM. **Jean Dussy** et **Pierre Grison**, présentée par M. Émile Roubaud.

L'imago de *L. decemlineata* est phototropique positif ([1]) et, dans la nature, cette propriété se traduit par une concentration plus grande d'individus dans les zones les plus éclairées d'une culture de Pomme de terre. Dans ces parties les insectes évoluent plus ou moins activement suivant l'heure de la journée, en effectuant des parcours sinueux et quelconques les uns par rapport aux autres. Selon J. Feytaud ([2]) : « Les Doryphores vont et viennent d'un pied de Pomme de terre à l'autre, sans nécessité apparente ».

Pourtant, à certain moment de leur existence, très rarement dans une saison, nous avons constaté, d'abord au début d'août 1934 à Bergerac, puis à Versailles en fin juillet 1943, par beau temps, que tous les individus quittaient une

([4]) R.-G. Busnel, *Thèse*, Paris, 1939.

([1]) P. Grison, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 67, 1942, p. 181.

([2]) *Ann. Épiph.*, 16, 1930, p. 364.

culture, *seuls ou groupés*, pour suivre une *direction identique et rectiligne* pendant plusieurs dizaines de mètres, en empruntant une route, un chemin, une allée cimentée ou tout autre terrain moins accidenté et plus uni que la culture qu'ils abandonnaient.

A l'encontre des circonstances habituelles, cette direction suivie par les insectes est *immuable*, comme le démontrent les expériences suivantes :

Si l'on place un écran devant un groupe d'insectes en migration, ceux-ci ne subissent aucune déviation d'itinéraire; cet écran constitue, il est vrai, une source de réflexion lumineuse mais son intensité est moindre que celle des rayons solaires non réfléchis.

On recueille un des Doryphores sur une plaque de fibro-ciment placée sur l'itinéraire des insectes en migration. On fait alors subir, délicatement et vivement, à cette plaque, une rotation de 180°; l'insecte, par réflexe à la vibration de la plaque, s'immobilise quelques secondes, puis il exécute une rotation complète sur lui-même de 180°. En transportant la plaque avec l'insecte à 100 ou 200$^{m}$ plus loin, la réaction de l'animal est analogue; il exécute une rotation d'un angle exactement égal à la valeur de l'angle formé par son ancienne direction et sa nouvelle orientation, et il se déplace à nouveau dans la direction qu'il avait prise primitivement. Or cette direction, qui, dans nos deux observations, faites vers 15$^{h}$, était Nord-Sud, formait un angle de 40 à 60° avec celle des rayons solaires.

Des observations faites par M. Josse, le 22 juillet 1942, sur la route Quiberon-Auray, ainsi que par M. Carré, les 11 et 12 août 1942, sur la route de Cancale, et par M. St. Léger, le 26 juillet 1943, à Versailles, confirment le caractère grégaire et la fixité de direction du déplacement par marche des insectes.

Bien que, d'après ces dernières constatations, la direction prise par les animaux par rapport au Nord géographique ou à la position du Soleil n'ait pas été semblable, nous pensons qu'il s'agit d'un phénomène d'orientation mnénotactique ([3]) dont le repère peut nous échapper.

Les caractères de l'orientation mnénotactique ont été étudiés chez les Fourmis, mais en rapport avec le *retour au nid* ([4]). A notre connaissance, les seules observations, portant sur une marche en direction générale rectiligne, qui ne concernent pas le phénomène de retour au nid sont celles de E. Rabaud ([5]) faites sur des chenilles de *Cossus ligniperda* et de *Bombyx rubi*. Ces chenilles, détournées de leur chemin par la canne de l'observateur, reprennent leur direction primitive. Là il n'y a pas intervention de mémoire associative dans

---

([3]) A. KUHN, *Phototropismus und Phototaxis der Tiere* (in *Handbuch der Physiologie*, Berlin, 1929).

([4]) E.-L. BOUVIER, *La vie psychique des Insectes*, Paris, 1922; H. PIÉRON, *Psychologie zoologique* (in *Nouveau traité de Psychologie*, Paris, 1941); V. CORNETZ, *Journ. Psych.*, V-VI, 1929, pp. 355-370.

([5]) *Journ. Phys.*, VIII-IX, 1926, p. 789.

laquelle peuvent entrer en jeu les facteurs sensoriels de reconnaissance des lieux, bien connus chez les Fourmis. Rabaud, en rapprochant ce fait des expériences classiques de Piéron, Cornetz, Lubbock etc., conclut en disant qu'il y a « très probablement enregistrement d'un repère qui impose à l'animal une certaine direction, que cette direction ramène ou non à un point de départ ».

Or la *marche polarisée* est exceptionnelle chez *Leptinotarsa decemlineata* et nous ne l'avons remarquée que dans des circonstances particulières; en effet les conditions suivantes se trouvaient *réunies* au moment de nos deux observations :

1° le déplacement des insectes a eu lieu de 6 à 10 jours après la mue imaginale;

2° les pieds de Pomme de terre qui hébergeaient les adultes étaient aux quatre-cinquièmes dévorés;

3° il y avait de nombreuses larves sur cette même culture (30 à 40 grosses larves par plante);

4° le déplacement affectait toujours une grande quantité d'individus et constituait une véritable *migration* par marche; cependant chaque insecte isolé se comportait de la même manière que ses autres congénères.

Enfin il convient de signaler que des adultes du voisinage, pour lesquels n'étaient pas réunies les conditions citées, n'ont pas présenté cette réaction; d'autre part, l'orientation et le déplacement rectiligne des insectes n'ont pas été influencés par la proximité de plants de Pomme de terre en pleine végétation, puisque les insectes se sont dirigés à l'opposé d'une belle culture voisine; il n'y a donc pas eu d'attraction trophique.

Nous pensons que certains facteurs peuvent déterminer, chez un groupe d'imagos de *L. decemlineata* et à certaine période de leur développement, un phénomène d'*orientation mnénotactique* de courte durée et un déplacement rectiligne de plusieurs dizaines de mètres au moins.

La séance est levée à 16h30m. L. B.

---

## *ERRATA.*

(Séance du 20 septembre 1943.)

Note de M. *Hyacinthe Vincent*, Action d'un sérum spécifique, antitoxique et antimicrobien, contre la toxi-infection expérimentale typhoïdique :

Page 274, ligne 25, *au lieu de* $0^{cm^3},1$, $0^{cm^3},05$ et $0^{cm^3},01$, *lire* $0^{cm^3},01$, $0^{cm^3},05$ et $0^{cm^3},001$.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE ANNUELLE DES PRIX DU LUNDI 20 DÉCEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

En ouvrant la séance, M. **Gabriel Bertrand** prononce l'allocution suivante :

Mes chers Confrères,

La séance annuelle de l'Académie, d'ordinaire solennelle et publique, n'a plus, cette fois encore, en raison des événements, que le caractère d'une réunion intime. Je ne saurais néanmoins abandonner la tradition qui impose au Président la pieuse obligation d'évoquer le souvenir et les travaux des Confrères que nous avons eu la tristesse de perdre au cours de l'année.

Dans la Section de Mécanique, nous avons à déplorer la disparition du grand ingénieur **Émile Jouguet**. Né en 1871 dans le Gard, à Bessèges dont son père, ancien élève de l'École des Mines de Paris, avait dirigé les usines métallurgiques, Jouguet entra à l'École polytechnique et débuta dans la carrière d'Ingénieur des Mines et du Contrôle des chemins de fer à Bordeaux. Il devint, dans cette ville, l'élève de P. Duhem dont les travaux remarquables sur l'Énergétique exercèrent une influence définitive sur sa vocation.

Nommé plus tard professeur à l'École polytechnique et à l'École supérieure des Mines, il a laissé, sous le titre de *Lectures de Mécanique*, une histoire originale de cette branche de la Science, formée par la réunion de textes empruntés aux auteurs classiques, accompagnée de notes et de commentaires personnels destinés à guider le lecteur.

Les travaux scientifiques de Jouguet sont, pour la plupart, relatifs à l'application de la Thermodynamique à la Mécanique. Lorsqu'on aborde l'étude des mouvements accompagnés de changements d'état, les principes de la Mécanique rationnelle deviennent insuffisants, mais, en y joignant ceux de la Thermodynamique, on arrive à pénétrer, d'une façon rationnelle, divers problèmes qui, jusque-là, échappaient plus ou moins à la science du mouvement. C'est ainsi que Jouguet est parvenu à traiter avec bonheur la théorie des explosifs et celle des moteurs thermiques, les deux principales parties de son Œuvre.

L'ensemble de ses travaux sur les explosifs a été présenté dans un Ouvrage en deux volumes, paru en 1917, la *Mécanique des Explosifs*.

Quant à la théorie des moteurs thermiques, Jouguet a été également très heureux. On savait, depuis Carnot, que la condition de rendement maximum

dans la production de la puissance motrice est la réversibilité; toute cause de perte réside dans un phénomène irréversible.

Jouguet a étudié, d'une manière aussi complète que possible, les pertes des machines liées à la notion d'irréversibilité. Dans le cas des chaudières à vapeur, l'irréversibilité résulte de la dilution des gaz chauds dans l'atmosphère et surtout des différences de température entre le foyer et la chaudière. Jouguet ne s'est pas borné à une étude théorique, il a obtenu des évaluations numériques en faisant des essais réels.

Jouguet était d'une grande activité; en outre des forces qu'il dépensait dans l'enseignement et les recherches scientifiques, il rendait encore des services précieux à l'Administration. D'une réelle modestie et d'un complet désintéressement, il accueillait tous ceux qui avaient recours à ses connaissances approfondies et à sa critique pénétrante; il leur donnait ses conseils et ses jugements sans compter.

Élu le 8 décembre 1930, il est mort à Montpellier le 2 avril.

La Section de Botanique a perdu subitement l'abbé **Henri Colin**, mort à Paris, le 21 mars, au moment de partir en excursion botanique.

H. Colin était né à Bains-les-Bains, dans les Vosges, le 1er novembre 1880. Après avoir acquis son grade de licencié à Lille, il vint préparer une thèse à Paris et se faire recevoir docteur ès sciences naturelles, en 1911. Il fut alors chargé d'enseigner la Physiologie végétale à l'Institut catholique de Paris. Il s'acquitta de cette mission de la manière la plus heureuse, illustrant même son laboratoire par de nombreuses, originales et importantes découvertes.

Presque toutes ses recherches scientifiques ont été consacrées aux glucides végétaux, grande famille de produits naturels comprenant les sucres, l'amidon, l'inuline, la cellulose et parmi eux, le plus répandu et le plus typique, le glucose, auquel la famille doit son nom. H. Colin s'est particulièrement efforcé de reconnaître la nature des glucides existant dans les divers groupes ou espèces de végétaux, de découvrir leur mode de formation, de suivre comment ils se transforment au cours du développement des plantes qui les renferment. Il en a découvert plusieurs, dont le floridoside, d'un type nouveau, dû à l'association du galactose avec le glycérol. Ce glucide a été isolé de plusieurs espèces d'Algues rouges ou Floridées, mais il n'a été rencontré ni chez les Algues vertes, ni chez les Algues brunes, qui appartiennent à d'autres familles végétales.

Ce cas présente une certaine analogie avec celui de l'inuline que l'on trouve dans la plupart des Composées, le Topinambour, la Chicorée, le Dahlia etc., mais pas dans les autres familles de plantes supérieures, où elle est généralement remplacée par l'amidon.

H. Colin a fait de nombreuses et intéressantes expériences sur le comportement chimique réciproque du porte-greffe et du greffon que l'on parvient à

faire vivre l'un sur l'autre. Il a pu associer, de toutes sortes de façons, des espèces du même genre et parfois de genres différents, sans voir jamais passer de l'une des parties dans l'autre l'un des principes naturels qui les caractérisent.

On lui doit encore bien d'autres recherches, d'intérêt théorique ou appliqué à l'Agriculture. Il faut signaler particulièrement, parmi ces dernières, celles qu'il a poursuivies sur la Betterave et que les spécialistes tiennent en grande estime.

La mort qui a enlevé si prématurément l'abbé H. Colin à notre amitié et à notre admiration a privé du même coup la Botanique, la Chimie biologique et l'Agriculture d'un serviteur des plus distingués.

Nous avons perdu deux Associés étrangers, **Thomas Hunt Morgan** et **Pieter Zeeman.**

C'est par la radiodiffusion que nous avons appris la mort, au début de cette année, en février, du grand zoologiste américain **T. H. Morgan.**

Né à Lexington, dans le Kentucky, le 25 septembre 1866, il fit ses débuts dans la recherche scientifique au collège féminin de Bryn-Mawr; il fut appelé à la Columbia University à New York, où se déroula la phase principale de sa carrière, puis à Pasadena, en Californie.

Il est surtout célèbre par ses travaux de Génétique sur la petite mouche du vinaigre, la Drosophile. Il n'a pas été le premier à se servir de cet insecte comme objet d'étude, mais, avec une équipe de collaborateurs, il l'a utilisé pour ses recherches avec une méthode et une ampleur sans équivalent et en a tiré des résultats de la plus haute importance.

La Drosophile est facile à élever; elle donne à partir d'un seul couple un nombre élevé de descendants dont les générations se poursuivent avec rapidité, et l'on peut obtenir, par des actions diverses, physiques, alimentaires, traumatiques etc., de très nombreuses mutations ou variations héréditaires. Morgan et ses collaborateurs ont ainsi créé et étudié systématiquement un matériel de travail immense, équivalant, dans le temps, à des siècles d'humanité.

Les faits qu'il a observés et comparés lui ont permis d'établir une doctrine solide et féconde, admise et utilisée partout aujourd'hui, d'après laquelle toutes les particularités de l'hérédité se rattacheraient à des unités matérielles définies, les gènes, disposées en des points déterminés des chromosomes du noyau cellulaire. Cette théorie, dite chromosomique, de l'hérédité, permet de prévoir, lors du croisement de deux variétés choisies, la répartition qualitative et quantitative des caractères des géniteurs parmi les descendants. Elle a fait l'objet d'expériences de contrôle dans de nombreux laboratoires et les résultats obtenus en ont confirmé pleinement la valeur.

Morgan s'est occupé aussi, avec un grand succès, de l'embryologie des

Vertébrés et des Invertébrés, des problèmes de la régénération des organes chez les animaux les plus divers, du déterminisme du sexe, particulièrement chez les Insectes etc. Il a présenté les résultats de ses expériences et de ses réflexions dans une série d'ouvrages bien connus de ceux qui, dans le monde entier, s'occupent de Biologie et de Génétique.

Il avait été élu Correspondant pour la Section d'Anatomie et Zoologie en 1931, Associé étranger le 20 juin 1938 et avait reçu un prix Nobel en 1933.

L'éminent physicien **Pieter Zeeman**, professeur honoraire à l'Université d'Amsterdam, est né à Zonnemaire, aux Pays-Bas, le 25 mai 1865.

Après avoir terminé ses études supérieures à Leyde, où il suivit les leçons de Lorentz et de Kamerlingh Onnes, il fut chargé de l'enseignement de la Physique à l'Université d'Amsterdam. Il ne tarda pas à faire une découverte qui rendit son nom célèbre parmi tous les physiciens du monde : celle du dédoublement des raies spectrales sous l'influence d'un champ magnétique. Ce phénomène, appelé depuis *effet Zeeman*, apportait la démonstration expérimentale de la réalité des électrons, dont l'existence venait d'être prévue théoriquement par Lorentz. Il suscita dans divers pays un grand nombre de recherches dont les résultats permirent non seulement d'expliquer les caractères des changements magnétiques observés sur les raies spectrales, mais de rattacher, d'une manière définitive et très explicite, les propriétés magnétiques des atomes à leur constitution et à leur spectre.

Zeeman n'a jamais cessé d'apporter lui-même une part importante à la partie expérimentale de cette œuvre collective. Dans le beau laboratoire *Physica* qu'on lui avait aménagé à l'Université d'Amsterdam, il a pu disposer, même pendant les années qui ont suivi sa retraite, de moyens de plus en plus puissants, qui ont permis d'étudier, notamment, les décompositions magnétiques des gaz rares ou des derniers éléments du système périodique.

Zeeman n'a pas limité son activité scientifique à ses recherches sur les raies spectrales. Parmi ses autres travaux, on peut citer surtout ceux qu'il a faits sur la réflexion de la lumière par les miroirs d'acier aimantés et sur l'entraînement des ondes lumineuses par le verre et par le quartz en mouvement. Les résultats qu'il a obtenus dans ces dernières séries d'expériences ont été tout à fait d'accord avec la formule de Fizeau modifiée par Lorentz et qui s'est trouvée ainsi établie définitivement.

Zeeman venait souvent à Paris avant la guerre. Il y était appelé par ses fonctions au Bureau international des Poids et Mesures. Il a toujours témoigné, en outre, un vif attachement pour notre pays et une grande admiration pour la Science française. Lorsqu'on a fêté le centenaire de Fresnel, c'est lui qui, parlant au nom des physiciens étrangers, a rendu hommage à la mémoire de notre glorieux compatriote.

Il avait été élu Correspondant pour la Section de Physique générale

en 1921, Associé étranger le 19 juin 1933. Un prix Nobel lui avait été décerné pour sa découverte du dédoublement des raies spectrales.

Beaucoup de nos Correspondants nous ont été enlevés, dont deux dans la Section de Géométrie.

**David Hilbert**, né en Prusse, à Königsberg, le 23 janvier 1862, était Correspondant depuis 1911. L'opinion universelle reconnaissait en lui un Maître de la Mathématique et l'Institut suédois Mittag-Leffler avait ratifié ce jugement en lui décernant sa médaille d'or.

Esprit d'une ampleur et d'une pénétration exceptionnelles, Hilbert laisse une œuvre considérable dans laquelle il faut citer, d'une part ses travaux sur les formes, les nombres algébriques, le théorème de Waring, le principe de Dirichlet et, surtout, une théorie des équations intégrales linéaires conduisant à l'espace dit *hilbertien*, dont les applications ne se comptent plus; d'autre part une axiomatisation de la géométrie, de la physique, de l'arithmétique, pour laquelle il a dû échafauder une théorie de la démonstration.

Toute sa carrière s'est déroulée à Königsberg, puis à Göttingen, où il est mort le 14 février, dans sa 82e année. Son extraordinaire personnalité, l'accueil bienveillant qu'il réservait toujours aux jeunes, faisaient de son cabinet de Göttingen un pôle d'attraction pour les mathématiciens de tous les pays.

**Georges Giraud** est né à Saint-Étienne, Loire, le 22 juillet 1889. Nommé professeur de mathématiques à la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand, il dût demander prématurément sa retraite, à cause de sa santé, mais n'en poursuivit pas moins son magnifique labeur.

Il s'occupa de la généralisation des groupes fuchsiens et des fonctions fuchsiennes, s'élevant jusqu'à envisager le côté géométrique du problème. Mais il se consacra surtout à de profondes et difficiles recherches sur les équations aux dérivées partielles, spécialement les équations du second ordre du type elliptique, qui ont une si grande importance en Physique mathématique et en Géométrie. Il s'est attaqué particulièrement aux équations générales non linéaires.

Depuis sa mise à la retraite, sa vie s'est écoulée, remarquablement active et fructueuse, dans sa maison de Bonny-sur-Loire, dans le Loiret, où la mort est venu le surprendre, le 16 mars dernier, alors qu'il projetait encore de nouveaux Mémoires. L'Académie l'avait élu Correspondant le 14 décembre 1936.

Dans la Section de Mécanique, **Aurel Stodola**, professeur à l'École polytechnique de Zürich, est mort au mois de décembre 1942. Il était né en Slovaquie, à Liptovsky Svaty Mikulas, le 10 mai 1859. L'Académie l'avait élu Correspondant en 1929, en raison de ses nombreux et importants travaux de Mécanique pure et appliquée.

On lui doit une série d'études sur le réglage indirect des turbines hydrauliques, sur l'évolution des gaz dans un moteur à explosion, sur les régulateurs d'inertie, la théorie hydrodynamique des turbines. Mais c'est surtout à l'étude des turbines à vapeur que s'est consacrée son activité. Dès 1903 il a fait paraître une importante Monographie qui constitue l'origine de son Traité sur ces machines. Cette Monographie a eu un succès considérable, appuyé de multiples éditions en allemand, puis en français, et en anglais.

A côté de ces travaux, d'ordre scientifique, il a publié de nombreuses études d'ordre plus technique, se rapportant, dans la plupart des cas, à des essais très complets de types de turbines particulièrement intéressants. Ces publications sont caractérisées par la discussion serrée des résultats obtenus et par l'abondance d'aperçus judicieux qui leur confèrent une grande valeur pratique.

Dans la Section de Géographie et Navigation se trouvait **William Bowie**, des États-Unis, décédé le 28 août 1940.

Il était né près du village d'Annapolis Junction, dans le Maryland, le 6 mai 1872. Après avoir obtenu son doctorat ès sciences, il entra, en 1895, au *U. S. Coast and Geodetic Survey*. En 1909, après quelques mois de collaboration avec Hayford, il succéda à ce remarquable géodésien et en poursuivit les travaux sur l'isostasie de la croûte terrestre.

La théorie de l'isostasie, telle que la conçoit Bowie, n'est pas sans avoir subi des critiques, soit de la part de ceux qui, avec Airy, envisagent l'isostasie d'une autre façon, soit de la part de ceux qui, plus absolus, ne croient pas que des observations exécutées à la surface du globe permettent d'établir de telles théories sur la constitution interne de l'écorce. Mais ce que l'on ne peut nier, c'est le prodigieux développement des idées de Bowie, la faveur dont elles jouissent actuellement auprès des géodésiens, le nombre enfin des observations et des travaux qu'elles ont suscités.

Bowie est devenu le Chef de la Division de Géodésie au *Coast and Geodetic Survey* de Washington. La Section de Géodésie de l'Union géodésique et géophysique internationale l'a placé à sa tête comme président lors de sa fondation, en 1919, distinction la plus élevée que puisse ambitionner un géodésien. L'Académie l'avait élu Correspondant le 7 janvier 1929.

La Section de Botanique a perdu trois de ses représentants.

**Clodomir Houard**, né à Sainte-Colombe-sur-Loing, dans le département de l'Yonne, le 22 janvier 1873, vint étudier les sciences naturelles à la Sorbonne où, sur les conseils de Giard, il s'intéressa aux excroissances végétales, connues sous le nom de galles ou de cécidies, que produisent certains insectes. Il passa sa thèse sur ce sujet, dont il poursuivit l'étude sa vie entière. Ses innombrables et remarquables observations sur les galles de France, d'Europe

et des autres pays du monde remplissent sept volumes. Il est mort, trois ans après sa mise à la retraite de professeur de botanique à la Faculté des Sciences de Strasbourg, à Misery, près de Coulanges-sur-Yonne, le 10 août de cette année, avant d'avoir pu terminer le 8e volume sur les galles de l'Amérique du Nord. La collection cécidologique qu'il a constituée, la plus considérable qui existe, a été donnée au Muséum d'Histoire naturelle.

Houard avait été élu Correspondant pour la Section de Botanique le 1er mars 1937.

**Seiitirô Ikeno** est né à Tokyo le 13 mai 1866. Professeur émérite de l'Université impériale de Tokyo, membre de l'Académie impériale du Japon, il s'est distingué au cours d'une longue carrière de professorat par de très beaux travaux de Botanique, particulièrement en Génétique, branche dont il est un des fondateurs. Il a acquis une réelle célébrité dans le monde des biologistes par ses découvertes relatives à la fécondation des Cycadées, en 1897.

Notre Compagnie l'avait élu Correspondant pour la Section de Botanique le 2 février 1931. Il est mort dans sa ville natale le 4 octobre.

**Albert Maige**, doyen de la Faculté des Sciences de Lille, né à Auxonne, dans la Côte-d'Or, le 26 novembre 1872, avait occupé successivement les chaires de Botanique dans les Facultés des Sciences d'Alger, de Poitiers et de Lille. Il vient de succomber en cette dernière ville le 29 novembre.

Ses travaux, de nature variée, se rapportent surtout à la Morphologie expérimentale, à la Cytologie et à la Physiologie. Il a étudié particulièrement la biologie des plantes rampantes, la cinèse du pollen des Nymphéacées, l'intensité des échanges respiratoires des divers organes de la plante, l'évolution des amyloplastes, la formation et la digestion des grains d'amidon. Ces deux dernières transformations ne dépendraient pas d'une réaction réversible, comme on le pensait avant lui, mais seraient deux phénomènes distincts, la formation des grains étant provoquée par une synase issue du stroma du plaste et la digestion par une amylase sécrétée par le cytoplasma.

Albert Maige avait été élu Correspondant le 29 juin 1936.

Dans la Section d'Économie rurale, **Édouard Imbeaux**, né à Brémoncourt, dans le département de Meurthe-et-Moselle, le 1er décembre 1861, avait mené de front les études qui l'ont conduit au diplôme d'Ingénieur des Ponts et Chaussées et à celui de Docteur en Médecine.

En conséquence de cette double activité, il s'est consacré, sa vie durant, à la recherche et au perfectionnement des moyens dont peut disposer l'ingénieur pour améliorer les conditions de l'hygiène et diminuer la mortalité.

Ce fut surtout l'alimentation en eau, puis l'assainissement qui firent l'objet de ses préoccupations. Il avait acquis dans ces questions une grande notoriété, dépassant nos frontières, et les Ouvrages qu'il a publiés à leur sujet font toujours autorité.

Il était professeur d'Hydraulique appliquée à l'École nationale des Ponts et Chaussées, et l'Académie l'avait élu Correspondant en 1912. Il est décédé à à Hyères, le 25 juin dernier.

Enfin la Section de Médecine et Chirurgie a perdu trois de ses Correspondants.

**Jean Sabrazès**, né à Saint-Paul-de-Fenouillet, dans les Pyrénées-Orientales, le 12 janvier 1867, était professeur d'Anatomie pathologique et de Microscopie clinique à la Faculté de Médecine de Bordeaux.

Il s'est distingué par un ensemble important de travaux dans les domaines des infections parasitaires, de la Médecine clinique, de la Toxicologie et de l'Anatomie pathologique. Ses recherches sur le *favus* humain et animal sont classiques. Il a découvert plusieurs parasites végétaux et de nouvelles espèces de trypanosomes, étudié le passage du bacille tuberculeux à travers le placenta et sa localisation élective dans les points de croissance de l'embryon. En toxicologie, on lui doit des recherches sur l'action des carbures benzéniques. Enfin, l'Anatomie pathologique a été largement enrichie par un grand nombre de ses observations, accompagnées d'aperçus de grand intérêt et portant sur des affections très variées.

Élu Correspondant en juin 1936, il est mort à Bordeaux le 30 janvier dernier. Il était Associé national de l'Académie de Médecine.

**Émile Forgue**, professeur de Clinique chirurgicale à la Faculté de Médecine de Montpellier, était né à Briançon le 29 décembre 1860. Il est mort à Grave, dans l'Ariège, le 1er février de cette année.

Fils d'un Maître tailleur de l'Armée, il entra, pour faire ses études médicales, comme élève au Service de Santé militaire. Plus tard, tout en remplissant ses fonctions de médecin-major de régiment, il prépara le concours d'agrégation de chirurgie et fut reçu, avec affectation à Montpellier, à l'âge de 25 ans. Cinq années après il était nommé professeur de Médecine opératoire à la Faculté de Montpellier et, en 1895, professeur de Clinique chirurgicale à la même Faculté. Il occupa ce dernier poste jusqu'à sa retraite, en 1930.

Forgue était un opérateur méthodique, formé à l'école de Terrier, mais ce qui le rendit célèbre, ce sont ses qualités cliniques et ses qualités de professeur. Il laisse plusieurs traités dans lesquels se sont instruites, depuis un demi-siècle, toutes les générations d'étudiants en Médecine. Il voyageait beaucoup et il a porté le renom de la France dans tous les centres universitaires de l'Europe.

**Alexandre Yersin** est né à Lavaux, en Suisse, le 22 septembre 1863. Étudiant en médecine et préparateur de Cornil, en 1886, il se blesse en faisant l'autopsie d'une victime de la rage. Il va suivre au laboratoire de la rue d'Ulm le traitement antirabique. Émile Roux le remarque et l'engage comme préparateur d'anatomo-pathologie. Il participe à l'Institut Pasteur à l'enseignement

de la technique et des méthodes du Maître, et entreprend des recherches sur la tuberculose. En collaboration avec Roux, il aborde avec succès l'étude de la diphtérie. Il obtient sa naturalisation française, est nommé médecin des troupes coloniales et voyage.

Au cours de plusieurs missions en Extrême-Orient, une épidémie de peste éclate en Chine et menace le Tonkin. Il se rend à Hong-Kong et découvre l'agent causal de la maladie, appelé depuis le « bacille de Yersin »; il reconnaît aussi le rôle du Rat dans la propagation du fléau, découvre enfin la sérothérapie antipesteuse.

Il est alors chargé d'installer à Nhatrang, en Indochine, une succursale de l'Institut Pasteur, destinée à la préparation des sérums et des vaccins. Il y réussit avec le plus grand succès. Plus tard il parvient, après avoir renversé bien des obstacles, à acclimater plusieurs végétaux utiles, en particulier les arbres à caoutchouc et à quinquina. Il était Inspecteur général des établissements de l'Institut Pasteur en Indochine quand la mort le surprit.

Ce savant d'une complète modestie et d'un parfait désintéressement avait été élu Correspondant pour la Section de Médecine et Chirurgie le 17 avril 1916 et élevé à la dignité de Grand Officier de la Légion d'honneur en 1939. Il est mort le 1er mars.

Cette liste de nos pertes est longue, exceptionnellement longue, et il est plus que probable que, si le cadre de l'Académie avait été maintenu au complet, le chiffre de ces pertes aurait été encore plus cruel. Nous sommes fondés à croire, d'après tout ce que nous savons, que les soucis et les privations de l'heure présente ont dû abréger la vie de plusieurs de nos chers disparus.

Espérons que la paix, vers laquelle tendent les aspirations de tous les hommes, la paix indispensable au bonheur des peuples comme au développement de la science, ne tardera pas à luire sur le monde.

Mes chers Confrères.

La tradition d'après laquelle nous venons de consacrer à nos morts un bref et pieux souvenir demande encore au président de l'Académie de faire part à ceux qui l'écoutent de quelques-unes de ses réflexions sur un sujet touchant à sa spécialité scientifique.

En cette fin d'année qui a vu se dérouler une série de manifestations commémoratives de la naissance, il y a eu juste deux cents ans, le 26 août, de notre illustre Confrère Antoine-Laurent Lavoisier, j'ai l'intention de vous entretenir d'un point controversé de la découverte de l'oxygène.

La découverte de l'oxygène a été d'une telle importance qu'on peut la considérer comme la clef de voûte de la science qui, sous le nom de *Chimie*, s'est substituée au fatras, fatras précieux par ailleurs, des notions accumulées depuis des siècles par les alchimistes.

A l'époque où Lavoisier entreprit la mémorable série de ses recherches scientifiques, on n'avait qu'une idée sommaire et très obscure de la constitution intime de la matière. A très peu près, on la croyait encore, avec les philosophes de l'ancienne Grèce, due à l'union, en proportions variées et de manières diverses, de quatre principes élémentaires : la terre, l'eau, l'air et le feu. Dans cette conception, l'air et l'eau, par exemple, étaient des corps simples, indécomposables, tandis que le fer, le plomb et tous les métaux étaient des mixtes dont on devait pouvoir modifier la composition, réaliser ainsi la transmutation des uns dans les autres et parvenir ainsi jusqu'à obtenir de l'or.

La découverte de l'oxygène, qui devait bouleverser ces notions, n'a pas été faite d'un seul coup, mais en plusieurs étapes, plus ou moins rapprochées, chevauchant même quelquefois les unes sur les autres. Ce qui explique, dans une certaine mesure, comment des interprétateurs de la découverte ont pu attribuer celle-ci à qui n'avait fait que la préparer.

Parmi les contemporains de Lavoisier en faveur desquels la découverte de l'oxygène a été revendiquée, il faut citer principalement Priestley. Ce théologien et chimiste anglais, qui avait déjà découvert plusieurs airs ou gaz, venait d'en préparer un autre et en avait commencé l'étude lorsque ses affaires le conduisirent à Paris. Il rendit visite à Lavoisier et lui communiqua, ainsi qu'à d'autres personnes présentes, le résultat de sa dernière expérience. Or le gaz qu'il venait de préparer fut reconnu plus tard comme étant de l'oxygène.

On a beaucoup épilogué sur cette Communication de Priestley à Lavoisier; on en a même abusé pour prétendre que notre illustre Confrère s'était approprié une découverte revenant tout entière au grand chimiste anglais. C'est ce qu'a fait notamment, à propos de la publication de l'Ouvrage de Marcelin Berthelot sur *Lavoisier* et *La révolution chimique*, le professeur T. E. Thorpe dans son discours d'ouverture de l'Association britannique pour l'avancement des sciences, tenu à Leeds, en 1890, discours qui a été reproduit dans les *Chemical News* et, en français, dans la *Revue Scientifique* (1).

En préparant l'exposition commémorative du bicentenaire de la naissance de Lavoisier, au Palais de la Découverte, j'ai eu la curiosité de faire une enquête pour savoir ce qui avait dû se passer à cette phase capitale de l'histoire de la Chimie. En présence des opinions discordantes rencontrées dans la littérature scientifique, j'ai dû recourir aux publications mêmes des savants mis en cause. Textes et dates authentiques sous les yeux, je suis en mesure de vous apporter la lumière et je puis vous mettre à même d'apprécier, d'après la façon différente dont l'expérience a été réalisée, poursuivie et interprétée par Priestley et par Lavoisier, la part incontestable qui revient à chacun d'eux dans la découverte de l'oxygène.

(1) Tome 46, 1890, pp. 515-522. Cette dernière est précédée d'une lettre de Berthelot.

Voyons d'abord ce qui a été observé par Priestley. Je citerai les phrases mêmes de ses *Expériences et observations sur différentes espèces d'airs*, dont la traduction en français, par Gibelin, approuvée par l'auteur, a été publiée à Paris, en 5 volumes, les trois premiers en 1777 et les deux autres en 1780.

« Le 1er août 1774, rapporte Priestley, dans le tome 2 (p. 414), je tâchai de tirer de l'air du *mercure calciné per se* (1), et je trouvai sur le champ que par le moyen de ma lentille (2), j'en chassais l'air très promptement. Ayant ramassé de cet air environ trois ou quatre fois le volume de mes matériaux, j'y admis de l'eau, et je trouvai qu'elle ne l'absorbait point; mais ce qui me surprit plus fort que je ne puis l'exprimer, c'est qu'une chandelle brûla dans cet air avec une flamme d'une vigueur remarquable, fort semblable à cette flamme agrandie, avec laquelle une chandelle brûle dans l'air nitreux exposé au fer ou au foie de soufre (3).

« Je tirai du *précipité rouge* ordinaire (4) une quantité d'air qui avait la même propriété; et cette substance étant produite par une dissolution du mercure dans l'esprit de nitre (5), je conclus que cette propriété particulière, semblable à celle de la modification de l'air nitreux dont j'ai parlé, dépendait de quelque chose qui lui était communiqué par l'acide nitreux; et, puisqu'on fait le *mercure calciné* en exposant du mercure à un certain degré de chaleur, de manière que l'air commun ait un libre accès autour de lui, je conclus pareillement que cette substance, à ce degré de chaleur, avait reçu quelque chose de *nitreux* de l'atmosphère (p. 43).

« Trouvant cependant ce fait plus extraordinaire qu'il n'aurait dû me le paraître, je conservai quelque soupçon que le mercure calciné sur lequel j'avais fait mes expériences, ayant été acheté à une boutique ordinaire, pouvait dans le fait n'être rien de plus que le précipité rouge. »

Priestley fait alors part de son doute à son ami Warletire, qui lui fournit du mercure calciné *per se* dont il pouvait lui garantir la composition et il en tira « beaucoup plus d'air que de l'autre » (p. 43-44).

« Cette expérience, ajoute l'auteur, aurait pu satisfaire un sceptique modéré. Mais cependant me trouvant à Paris au mois d'octobre suivant, et sachant qu'il y a de très habiles Chimistes dans cette ville, je ne manquai pas l'occasion de me procurer, par le moyen de mon ami M. Magellan, une once

---

(1) C'est un oxyde de mercure obtenu en chauffant le métal au contact de l'air.

(2) L'auteur concentrait les rayons solaires avec une lentille de douze pouces de diamètre et dont le foyer était à la distance de vingt pouces.

(3) Ce dernier gaz est celui que nous appelons aujourd'hui *protoxyde d'azote*. L'air nitreux est notre bioxyde d'azote.

(4) Oxyde de mercure préparé par calcination modérée du nitrate.

(5) Appelé aussi, à la même époque, *acide nitreux*. Aujourd'hui *acide nitrique*.

de mercure calciné préparé par M. Cadet, et dont il n'était pas possible de suspecter la bonté. Dans le même temps, je fis part plusieurs fois de la surprise que me causait l'air que j'avais tiré de cette préparation à MM. Lavoisier, Leroi et autres Physiciens qui m'honorèrent dans cette ville, et qui, j'ose dire, ne peuvent manquer de se rappeler cette circonstance » (p. 44-45).

*
* *

Quelle dut être la réaction de Lavoisier à la Communication que venait de lui faire Priestley ? Pour la bien comprendre, il faut se rappeler qu'à la suite de ses expériences sur la question, controversée, et qu'il avait magistralement résolue, de la calcination de l'étain, du plomb et d'autres métaux, Lavoisier avait observé que, dans cette opération, « la portion de l'air qui se combine aux métaux est un peu plus lourde que l'air de l'atmosphère et que celle qui reste, au contraire, après la calcination, est un peu plus légère ». De sorte que, dans cette supposition, l'air atmosphérique « formerait un résultat moyen entre ces deux airs, relativement à la pesanteur spécifique; mais il faudrait des preuves plus directes, ajoutait-il, pour pouvoir se prononcer sur cet objet, d'autant plus que ces différences sont très peu considérables » (1).

Hanté par cette observation et par la recherche d'une preuve directe de l'existence de deux sortes d'airs dans l'air commun que nous respirons, Lavoisier dut, après la communication de Priestley, avoir l'intuition que le gaz dégagé par la substance mercurielle à la haute température des rayons solaires concentrés par la lentille, devait être le même que celui fixé par le mercure métallique au moment où l'on transforme ce métal en précipité *per se* par un long chauffage à l'ébullition, seulement vers 360°.

De sorte que la situation d'esprit des deux chercheurs, en ce mois d'octobre 1774, était complètement différente : Priestley ne pensant, d'après ce qu'il rapporte dans son Ouvrage, qu'à savoir comment le gaz dégagé du précipité *per se* pouvait être le même que celui préparé antérieurement par lui à partir de l'acide nitreux; Lavoisier entrevoyant, au contraire, dans ce gaz un constituant de l'air atmosphérique, que son expérience lui avait appris susceptible d'être fixé par les métaux.

La découverte de l'oxygène n'était pas encore faite, mais Priestley était sur un chemin qui l'en éloignait, du moins momentanément, tandis que Lavoisier était déjà sur celui qui y mène.

Voici, à l'appui de la thèse que je vous présente, ce que Priestley déclare aussitôt après avoir rapporté son entrevue avec Lavoisier : « Je n'avais alors aucun soupçon que l'air que j'avais tiré du mercure calciné fût même

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences,* 1774, p. 351. Ce Mémoire avait été lu à la rentrée publique de la Saint-Martin de l'Académie des Sciences, 1774, et remis pour l'impression le 10 mai 1777. Il est reproduit dans les *Œuvres de Lavoisier,* 2, p. 105.

salubre (1), tant j'étais éloigné de savoir ce que j'avais réellement découvert. Je tenais pour certain que ce n'était rien de plus qu'une espèce d'air pareil à celui en lequel j'avais transformé l'air nitreux par les procédés que j'ai rapportés; et l'on a vu que, bien qu'une chandelle brûle dans cet air, quelquefois tout à fait naturellement, et quelquefois avec une flamme agrandie, il demeure cependant parfaitement nuisible » (t. 2, p. 45).

Et plus loin : « Je restai dans l'ignorance de la nature réelle de cette espèce d'air depuis ce temps (en novembre) jusqu'au 1er mars de l'année suivante » (p. 49).

Après ces déclarations, il me paraît hors de doute que Priestley n'a pu entretenir Lavoisier de la découverte de l'oxygène, découverte qui n'a vraiment été faite que plus tard. On peut même prétendre qu'il ne lui a pas appris une nouveauté en lui signalant le dégagement d'un air par chauffage du précipité rouge, sinon avec une lentille, du moins dans un fourneau, puisque Bayen avait réalisé cette expérience et l'avait publiée plus de six mois avant, en février 1774 (2). Mais, tandis que Bayen ne s'était pas assez préoccupé des caractères de ce gaz, Priestley avait eu le mérite de le faire et d'en reconnaître l'action hautement comburante sur la flamme d'une chandelle. Or c'est bien, semble-t-il, ce dernier point de la communication de Priestley qui pouvait avoir excité l'attention de son sagace auditeur et suggéré ses réflexions.

*
* *

La situation ainsi présentée, voyons comment Priestley et Lavoisier ont donné cours à leurs idées respectives et les résultats auxquels ils sont, en conséquence, arrivés.

Revenu en Angleterre, Priestley, toujours persuadé de la ressemblance du gaz provenant du précipité *per se* avec celui dû au traitement de l'air nitreux par le fer ou le foie de soufre, gaz qu'il désignait sous le nom d'*air phlogistiqué*, s'appliqua à découvrir l'explication de cette ressemblance. Il multiplia les expériences et finit par s'apercevoir « qu'il doit y avoir une différence très essentielle entre la constitution de l'air extrait du mercure calciné et celle de l'air nitreux phlogistiqué, nonobstant leur ressemblance en quelques particularités » (p. 48).

Il lui vint à l'idée de mélanger une partie d'air nitreux (que nous appelons *bioxyde d'azote*) avec deux parties d'air tiré du mercure calciné. Il trouva « non seulement qu'il était diminué, mais qu'il l'était tout à fait autrement que l'air commun et que la rougeur du mélange (par formation, dirions-nous, de vapeurs hypoazotiques) était égale à celle d'un mélange d'air nitreux et d'air commun » (p. 50).

(1) C'est-à-dire respirable.

(2) *Journal de Physique* de l'Abbé Rozier, 3, 1774, pp. 129 et 280.

Il ne douta plus alors que l'air tiré du mercure calciné ne fût propre à la respiration et qu'il n'eût, dit-il, toutes les autres propriétés du véritable air commun. Le 8 mars il se procura une souris et reconnut que cet animal pouvait vivre dans l'air extrait du mercure calciné (pp. 53 et 57).

Priestley était à ce moment sur la voie qui aurait pu le conduire à la complète découverte de l'oxygène; il ne s'y engagea que timidement et, s'il rencontra tout de même l'oxygène, il ne l'étudia que d'une manière imparfaite, et ne tira de sa découverte que des conclusions erronées. Plus convaincu même que jamais, par les nouvelles expériences auxquelles il se livra, de l'ingérence de l'acide nitreux dans la production de son nouveau gaz, hynoptisé par la théorie, devenue cependant de plus en plus obscure, du phlogistique, il termina son travail sur cette singulière conclusion : « Il ne reste aucun doute dans mon esprit que l'*air atmosphérique* ou la chose que nous respirons, *ne soit composé d'acide nitreux et de terre*, avec autant de phlogistique qu'il en faut pour le rendre élastique, et avec ce qu'il en faut de plus pour le faire descendre de son état de pureté parfaite à la qualité médiocre qu'il a dans la nature » (p. 67).

*
* *

Abandonnons ici Priestley pour revenir à Lavoisier et le suivre dans ses mémorables recherches sur la composition de l'air atmosphérique.

Lavoisier s'empresse, après le départ du savant anglais, de reproduire la décomposition du mercure précipité *per se* par la chaleur en examinant de très près ce qui se produit. Après divers essais, voici la démonstration à la fois simple, nette et précise qu'il met au point.

Il introduit une once de la substance à décomposer dans une petite cornue de verre de deux pouces cubiques de capacité. Le col de cette cornue est coudé en différents endroits à la lampe d'émailleur et son extrémité disposée de manière à pouvoir s'engager sous une cloche de verre suffisamment grande, remplie d'eau et renversée dans un baquet également rempli d'eau. La cornue est placée dans un fourneau de réverbère proportionné à sa grandeur. Cet appareil, tout simple qu'il est, est d'autant plus exact qu'il n'y a ni soudure, ni lut, ni enfin aucun passage à travers lequel l'air puisse s'introduire ou s'échapper.

La décomposition s'est manifestée lorsque la cornue a commencé légèrement à rougir; alors le gaz s'est dégagé peu à peu, a passé dans la cloche, et, en soutenant le même degré de feu pendant 2 heures 1/2, la totalité du mercure a été réduite.

L'opération achevée, il s'est trouvé d'une part, tant dans le col de la cornue que dans un récipient de verre disposé dans l'eau au-dessous de son bec, 7 gros 18 grains de mercure coulant; d'autre part, dans la cloche, une quantité de gaz de 78 pouces cubiques; d'où il suit qu'en supposant, avec Lavoisier, que

toute la perte de poids dût être attribuée au gaz, chaque pouce cubique devait peser un peu moins de deux tiers de grain, ce qui ne s'écarte pas beaucoup de la pesanteur de l'air atmosphérique.

Examinant les propriétés du gaz de la cloche, Lavoisier reconnut alors : qu'il ne se dissout pas dans l'eau par agitation ; ne précipite pas l'eau de chaux et n'agit pas sur les alcalis caustiques ; qu'il peut servir à la calcination des métaux.

Enfin, non seulement les bougies et les corps embrasés ne s'y éteignent pas, mais la flamme s'y élargit d'une manière très remarquable ; elle jette beaucoup plus de lumière que dans l'air commun ; le charbon y brûle avec un éclat presque semblable à celui du phosphore et tous les corps combustibles en général s'y consomment avec une étonnante rapidité. Loin de faire périr les animaux, il semble plus propre que l'air à entretenir leur respiration.

« Il est prouvé, d'après cela, spécifie Lavoisier, que le principe qui se combine avec les métaux pendant leur calcination, et qui en augmente le poids, n'est autre chose que la portion la plus pure de l'air même qui nous environne, que nous respirons. »

Dès ces résultats, communiqués à l'Académie des Sciences à la rentrée publique de Pâques, le 26 avril 1775, la découverte de l'oxygène est accomplie (1).

Dans la suite Lavoisier perfectionne et met au point sa démonstration en effectuant l'analyse de l'air atmosphérique dans des conditions permettant de prouver, sans objection possible, que cet air est bien, comme il l'avait pressenti, un mélange de deux gaz : le premier actif, fixable sur le mercure, l'étain, le plomb et d'autres métaux, qu'il métamorphose en oxydes, au cours de la calcination ; unissable avec dégagement de chaleur et de lumière au charbon, au soufre, au phosphore, en les transformant en acides, carbonique, sulfurique et phosphorique ; capable, enfin, d'entretenir la respiration des animaux comme la flamme de la chandelle ou celle du bois. A ce gaz Lavoisier donne successivement les noms de *partie salubre*, d'*air pur*, d'*air vital*, de *principe oxygine* et finalement d'*oxygène*.

L'autre gaz, complètement inerte, reste comme résidu après la calcination des métaux, après la combustion du soufre, du charbon, de la chandelle et des autres substances combustibles, ou après la respiration des animaux. Désigné d'abord sous le nom de *mofette*, Lavoisier lui attribue plus tard celui d'*azote*.

En mélangeant les deux gaz dans les proportions voisines d'un cinquième du premier et de quatre cinquièmes du second, l'air atmosphérique est reconstitué avec toutes ses propriétés ordinaires.

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences*, 1775, p. 520. Ce Mémoire avait été relu le 8 août 1778. Il est reproduit dans les *Œuvres de Lavoisier*, 2, p. 122.

*
* *

Mais alors l'air n'est pas ce principe élémentaire, indécomposable que l'on croyait. Lavoisier va plus loin.

Par des expériences aussi définitives que celles effectuées sur la composition de l'air, il démontre que l'eau est une combinaison d'oxygène et d'air inflammable, appelé plus tard *hydrogène* : d'un volume du premier avec deux volumes du second.

La notion de terre est en même temps bouleversée : il n'y a pas une terre, mais sans doute autant de terres différentes qu'il y a de métaux pouvant se combiner avec l'oxygène, comme cela se passe quand on les calcine.

Quant au feu et au phlogistique, par lequel Stahl l'avait ingénieusement remplacé, ce ne sont pas des corps pondérables; ils n'entrent pas plus dans la composition de la matière que la chaleur, la lumière ou l'électricité.

Pour Lavoisier les véritables éléments sont l'oxygène, l'hydrogène, l'azote, le carbone, le soufre, le phosphore, l'étain, le plomb, le mercure, tous les métalloïdes et tous les métaux, que nous ne pouvons décomposer par aucun moyen et que nous sommes ainsi autorisés à tenir comme simples. Par les combinaisons qu'ils fournissent en se combinant les uns avec les autres, ces éléments forment la totalité des substances que nous connaissons.

L'antique doctrine des quatre éléments est renversée, celle de Stahl est rendue caduque. C'est bien une révolution, la révolution chimique, que Lavoisier a accomplie en découvrant et en étudiant l'oxygène.

*
* *

En terminant cet exposé, je pense que vous conclurez avec moi, que, si Priestley et Lavoisier ont été capables de découvrir indépendamment et presque en même temps, l'oxygène, le célèbre savant anglais était encore dans un tel état de méconnaissance à ce sujet, lorsqu'il est venu à Paris, qu'il n'a pu communiquer à Lavoisier aucune indication dont on puisse accuser notre compatriote d'avoir fait usage dans ses propres recherches.

Je n'ajouterai rien de plus. Vous étiez sans aucun doute fixés depuis longtemps, mes chers Confrères, sinon sur les manières d'expérimenter de Priestley et de Lavoisier, du moins sur les différences capitales qui existent entre les conséquences tirées par chacun d'eux, de la découverte culminante de l'oxygène [1].

[1] On ne saurait parler de la découverte de l'oxygène sans rappeler que le grand chimiste suédois Scheele a réussi, de son côté, par des méthodes personnelles, à préparer de l'oxygène et à démontrer que l'air atmosphérique est un mélange de ce gaz, qu'il appelait *air pur* ou *air du feu*, et d'*air vicié* ou *air corrompu*. Ces belles recherches, indépendantes de celles de Lavoisier et de Priestley, n'ont été publiées qu'à partir de 1779. Scheele est toujours resté, par ailleurs, attaché à la théorie du phlogistique.



# PRIX ET SUBVENTIONS ATTRIBUÉS EN 1943.

## MATHÉMATIQUES.

Commissaires : MM. J. Hadamard, É. Borel, J. Drach, É. Jouguet, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy.

**PRIX FRANCŒUR** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **René de Possel**, professeur à l'Université d'Alger, pour ses travaux d'analyse. *Rapporteur :* M. G. Julia.

## MÉCANIQUE.

Commissaires : MM. É. Borel, J. Drach, É. Jouguet, A. de Gramont, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, A. Caquot, J. Pérès.

**PRIX MONTYON** (1.500fr). — Le prix est décerné à M. **Pierre Chevenard**, directeur scientifique de la Société de Commentry, Fourchambault et Decazeville, pour l'invention et l'utilisation de ses machines de mesure. *Rapporteur :* M. A. Caquot.

**PRIX PONCELET** (2.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jean Villey**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour ses travaux de mécanique des fluides et de thermodynamique. *Rapporteur :* M. H. Villat.

## ASTRONOMIE.

Commissaires : MM. H. Deslandres, A. Cotton, G. Perrier, Ch. Fabry, E. Esclangon, Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Fayet, J. Chazy, B. Lyot.

**PRIX LALANDE** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Alexandre Schaumasse**, astronome honoraire à l'Observatoire de Nice, pour ses observations de comètes. *Rapporteur :* M. G. Fayet.

**PRIX BENJAMIN VALZ** (1.000fr). — Le prix est décerné à Mme **Louis Sainturier**, née **Rose Bonnet**, aide-astronome à l'Observatoire de Paris, pour ses travaux sur les étoiles doubles. *Rapporteur :* M. E. Esclangon.

**MÉDAILLE JANSSEN.** — La médaille est décernée à M. **Lucien d'Azambuja**, astronome à l'Observatoire de Paris-Meudon, pour ses travaux sur le Soleil. *Rapporteur :* M. H. Deslandres.

**PRIX G. DE PONTÉCOULANT** (1.000fr). — Le prix est décerné à Mlle **Renée Canavaggia**, stagiaire à l'Observatoire de Paris, pour ses travaux de mécanique céleste et d'astronomie physique. *Rapporteur :* M. E. Esclangon.

## GÉOGRAPHIE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, R. Bourgeois, G. Perrier, Ch. Maurain, L. Lapicque, J. Tilho, L. de Broglie, G. Durand-Viel, A. Chevalier, E.-G. Barrillon, Em. de Martonne.

**PRIX GAY** (1.500fr). — Le prix est décerné à M. **Lucien Goron**, docteur ès lettres, pour ses ouvrages intitulés : *Le rôle des glaciations quaternaires dans le modelé des vallées maîtresses des pré-Pyrénées ariégeoises et garonnaises et de leur avant-pays* et *Les pré-Pyrénées ariégeoises et garonnaises. Rapporteur :* M. Em. de Martonne.

**FONDATION TCHIHATCHEF** (3.000fr). — Un prix est décerné à M. **André Reymond**, entomologiste, pour sa participation au voyage de la Croisière jaune en Asie centrale (Mission Citroën). *Rapporteur :* M. A. Chevalier.

**PRIX BINOUX** (3.000fr). — Le prix est décerné à M. l'abbé **Georges Baeckeroot**, professeur à la Faculté libre des lettres de Lille, pour son ouvrage intitulé : *Œsling et Gutland. Morphologie du bassin ardennais et luxembourgeois de la Moselle. Rapporteur :* M. Em. de Martonne.

**PRIX ALEXANDRE GIVRY** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Charles Villain**, dit **Valencienne**, ingénieur hydrographe en chef honoraire de la marine, pour l'ensemble de ses travaux hydrographiques. *Rapporteur :* M. G. Durand-Viel.

---

## NAVIGATION.

Commissaires : MM. R. Bourgeois, É. Borel, M. de Broglie, G. Perrier, Ch. Fabry, J. Drach, E. Jouguet, H. Villat, J. Tilho, L. de Broglie, A. Caquot, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, Em. de Martonne.

**PRIX PLUMEY** (4.000fr). — Le prix est décerné à M. **Marcel Sédille**, docteur ès sciences, pour ses travaux sur la mécanique des fluides. *Rapporteur :* M. A. Caquot.

---

## PHYSIQUE.

Commissaires : MM. M. Brillouin, A. Cotton, M. de Broglie, Ch. Fabry, Ch. Maurain, A. de Gramont, L. de Broglie, P. Langevin, Ch. Mauguin, C. Gutton, J. Bethenod.

**PRIX GASTON PLANTÉ** (3.000fr). — Le prix est décerné à M. **Paul de La Gorce**, sous-directeur au Laboratoire central d'électricité, pour ses travaux et recherches sur l'électrotechnique en vue de perfectionner les méthodes et appareils de mesure. *Rapporteur :* M. J. Bethenod.

**PRIX FRANÇOIS HÉBERT** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Marcel Frilley**, maître de recherches du Centre national de la recherche scientifique, pour ses recherches sur les rayons gamma. *Rapporteur :* M. M. de Broglie.

**PRIX HENRI DE PARVILLE** (3.000fr). — Le prix est décerné à M. **Henri Muraour**, ingénieur général des services chimiques de l'Etat en retraite, pour ses recherches sur les ondes de choc et les radiations qu'elles produisent. *Rapporteur :* M. Ch. Fabry.

**PRIX HUGHES** (2.500fr). — Le prix est décerné à M. **Charles Guillaud**, chargé de recherches du Centre national de la recherche scientifique, pour ses travaux sur les propriétés magnétiques des combinaisons métalliques. *Rapporteur :* M. Ch. Mauguin.

**PRIX PIERSON-PERRIN** (5.000fr). — Le prix est décerné à M. **René Lucas**, maître de conférences à la Faculté des sciences de Paris, pour l'ensemble de ses travaux. *Rapporteur :* M. A. Cotton.

**FONDATION DANTON** (1.500fr). — Un prix est décerné à M. **Antonin Andant**, chef de travaux à la Faculté des sciences de Paris, pour ses recherches sur la fluorescence et sur l'effet Raman. *Rapporteur :* M. A. Cotton.

**FONDATION CLÉMENT-FÉLIX** (2.000fr). — Un prix est décerné à M. **André Bayle**, ingénieur à l'Institut d'optique, pour ses recherches sur les perfectionnements des piles thermoélectriques. *Rapporteur :* M. Ch. Fabry.

**FONDATION DU GÉNÉRAL FERRIÉ** (4.000fr). — Un prix est décerné à M. **Henri Gutton**, ingénieur à la Société française radioélectrique, pour ses travaux sur la production et la propagation des ondes ultracourtes. *Rapporteur :* M. J. Bethenod.

---

## CHIMIE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, G. Bertrand, M. Delépine, R. Fosse, R. Lespieau, M. Javillier, P. Lebeau, J. Duclaux, M. Tiffeneau.

**PRIX MONTYON DES ARTS INSALUBRES** (2.500fr). — Un prix est décerné à M. **Alban Avy**, docteur ès sciences, pour ses recherches sur le dépoussiérage industriel. *Rapporteur :* M. P. Lebeau.

**PRIX JECKER** (10.000fr). — Le prix est décerné à MM. **Raymond Paul**, professeur à la Faculté libre des sciences d'Angers, et **Charles Prévost**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour leurs travaux de chimie organique. *Rapporteur :* M. M. Tiffeneau.

**FONDATION CAHOURS** (2.500fr). — Les arrérages de la fondation sont attribués à M. **Marc Foëx**, chargé de recherches du Centre national de la recherche scientifique, pour ses recherches de chimie. *Rapporteur :* M. P. Lebeau.

**PRIX PAUL MARGUERITE DE LA CHARLONIE.** — Un prix de 10.000fr est décerné à M. **Jean Roche**, professeur à la Faculté mixte de médecine générale et coloniale et de pharmacie de Marseille, pour ses travaux de chimie physiologique. *Rapporteur :* M. G. Bertrand.

— Un prix de 5.000fr est décerné à M. **Albert Kirrmann**, professeur à la Faculté des sciences de Strasbourg, pour ses travaux de chimie organique et sur la chlorophylle. *Rapporteur :* M. M. Delépine.

**PRIX HOUZEAU** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Paul Cagniant**, boursier de la Caisse nationale de la recherche scientifique, pour ses travaux de chimie organique. *Rapporteur :* M. M. Tiffeneau.

**FONDATION CHARLES-ADAM GIRARD** (3.000fr). — Les arrérages de la fondation sont attribués à Mlle **Andrée Vinet**, boursière de recherches du Centre national de la recherche scientifique, pour ses recherches chimiques sur l'adrénaline et les vitamines. *Rapporteur :* M. G. Bertrand.

---

## MINÉRALOGIE ET GÉOLOGIE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, A. Cotton, L. Cayeux, M. Caullery, Ch. Jacob, Ch. Pérez, Ch. Mauguin, F. Grandjean, Em. de Margerie.

**PRIX DELESSE** (1.200fr). — Le prix est décerné à M. **Antoine Bonte**, assistant à la Faculté des sciences de Besançon, pour sa thèse sur le *Lias de la bordure des Ardennes. Rapporteur :* M. Ch. Jacob.

**PRIX ANDRÉ-C. BONNET** (3.000fr). — Le prix est décerné à Mlle **Colette Dechaseaux**, chargée de recherches du Centre national de la recherche scientifique, pour ses recherches sur les Rudistes. *Rapporteur :* M. Ch. Jacob.

---

## BOTANIQUE.

Commissaires : MM. L. Bouvier, A. Lacroix, P.-A. Dangeard, G. Bertrand, M. Molliard, L. Blaringhem, A. Guilliermond, Ch. Pérez, A. Chevalier, H. Colin.

**PRIX DESMAZIÈRES** (1.600fr). — Le prix est décerné à M. **Jean Augier**, docteur ès sciences naturelles, pour l'ensemble de ses travaux sur les Algues rouges, spécialement pour les Rhodophycées d'eau douce. *Rapporteur :* M. H. Colin.

**PRIX MONTAGNE** (1.500fr). — Le prix est décerné à M. **André Maublanc**, professeur à l'Institut national agronomique, pour l'ensemble de ses travaux sur les Champignons. *Rapporteur :* M. M. Molliard.

**PRIX JEAN THORE** (1.000fr). — Le prix est décerné à Mme **Jean Feldmann**, née **Geneviève Mazoyer**, pour l'ensemble de ses travaux d'algologie. *Rapporteur :* M. A. Chevalier.

**PRIX DE LA FONS MÉLICOCQ** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Paul Jovet**, assistant au Muséum national d'histoire naturelle, pour l'ensemble de ses travaux sur la flore du Nord, de l'Oise et des Ardennes. *Rapporteur :* M. A. Chevalier.

**PRIX DE COINCY** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **André Dauphiné**, directeur-adjoint de laboratoire à l'École pratique des Hautes-Études, pour l'ensemble de ses travaux d'anatomie végétale. *Rapporteur :* M. M. Molliard.

---

## ÉCONOMIE RURALE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, E. Leclainche, G. Bertrand, M. Molliard, L. Blaringhem, L. Lapicque, R. Fosse, É. Schribaux, G. Moussu, M. Javillier.

**PRIX BIGOT DE MOROGUES** (2.000fr). — Le prix est décerné à M. **Joseph Lefèvre**, professeur à l'Institut national agronomique, pour ses recherches sur la sélection et la culture du Topinambour. *Rapporteur :* M. M. Javillier.

**PRIX NICOLAS ZVORIKINE** (1.800fr). — Le prix est décerné à M. **Léon Cuny**, conservateur du Jardin du Luxembourg, maître de conférences à l'Institut national agronomique, pour les progrès réalisés grâce à ses travaux et à son enseignement en horticulture et en arboriculture. *Rapporteur :* M. É. Schribaux.

**PRIX ENZYMOLOGIA** (2.000[fr]). — Le prix est décerné à M. **Pierre Desnuelle**, assistant à la Faculté des sciences de Lyon, pour ses travaux sur le ferment jaune et sur les sulfurases. *Rapporteur :* M. M. JAVILLIER.

---

## ANATOMIE ET ZOOLOGIE.

Commissaires : MM. L. Bouvier, A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, L. Cuénot, Ch. Pérez, P. Portier, É. Roubaud, P. Wintrebert, L. Fage.

**PRIX CUVIER** (1.500[fr]). — Le prix est décerné à M. **Raymond Poisson**, professeur à la Faculté des sciences de Rennes, pour l'ensemble de ses travaux. *Rapporteur :* M. M. CAULLERY.

**FONDATION SAVIGNY** (1.500[fr]). — Un prix est décerné à M. **Théodore Monod**, professeur au Muséum national d'histoire naturelle, pour l'ensemble de ses recherches sur les Invertébrés de l'Afrique du Nord. *Rapporteur :* M. É. ROUBAUD.

---

## ANTHROPOLOGIE.

**PRIX ANDRÉ-C. BONNET** (3.000[fr]). — Commissaires : MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, L. Blaringhem, L. Lapicque, A. Gosset, Ch. Pérez, L. Fage.

Le prix est décerné à M. **Henri Vallois**, professeur au Muséum national d'histoire naturelle, pour l'ensemble de ses recherches anthropologiques. *Rapporteur :* M. L. LAPICQUE.

---

## MÉDECINE ET CHIRURGIE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, E. Leclainche, H. Vincent, Ch. Achard, L. Lapicque, A. Gosset, J.-L. Faure, Ch. Pérez, P. Portier, E. Sergent, G. Roussy, L. Binet.

**PRIX MONTYON**. — Troix prix de 2.500[fr] sont décernés :

— à MM. **Marcel Liégeois**, médecin inspecteur général, et **Roger Sohier**, médecin principal, pour leur travail sur le rôle du service de santé au Grand Quartier général dans l'organisation de la prophylaxie, de l'hygiène et de la thérapeutique aux armées de 1939-1940. *Rapporteur :* M. L. BINET ;

— à M. **Pierre Nobécourt**, membre de l'Académie de médecine, pour son *Précis de médecine des enfants*. *Rapporteur :* M. H. VINCENT ;

— à M. **Georges Stefanopoulo**, chef de laboratoire à l'Institut Pasteur, pour ses travaux sur la fièvre jaune. *Rapporteur :* M. H. VINCENT.

**PRIX BARBIER** (2.000[fr]). — Le prix est décerné à M. **Robert Deschiens**, chef de service à l'Institut Pasteur, pour l'ensemble de ses recherches sur les Hyphomycètes capteurs de Nématodes. *Rapporteur :* M. CH. PÉREZ.

**PRIX BRÉANT**. — Un prix de 5.000[fr] est décerné à M. **Lucien Balozet**, sous-directeur de l'Institut Pasteur de Tunis, pour ses études sur l'anémie infectieuse. *Rapporteur :* M. E. LECLAINCHE.

**PRIX CHAUSSIER** (10.000fr). — Le prix est décerné à MM. **Louis Justin-Besançon**, professeur agrégé à la Faculté de médecine de Paris, et **André Lwoff**, chef de service à l'Institut Pasteur, pour leur ouvrage intitulé : *Vitamine antipellagreuse et avitaminoses nicotiniques. Rapporteur :* M. L. Binet.

**PRIX MÈGE**. — Un prix de 1.000fr est décerné à M. **Georges Barraud**, docteur en médecine, pour ses ouvrages intitulés : *La puériculture éternelle* et *L'humanisme et la médecine au* XVIe *siècle. Rapporteur :* M. L. Binet.

**PRIX DU BARON LARREY** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Charles Cot**, médecin général du cadre de réserve, pour son ouvrage intitulé : *École pratique du secouriste spécialisé dans les soins aux asphyxiés du temps de paix et aux gazés du temps de guerre. Rapporteur :* M. H. Vincent.

**PRIX JEAN DAGNAN-BOUVERET** (15.000fr). — Le prix est décerné à M. **Pierre Vintemberger**, chef de travaux à la Faculté de médecine de Clermont-Ferrand, pour l'ensemble de ses travaux d'embryologie expérimentale. *Rapporteur :* M. J. Jolly.

---

## CANCER ET TUBERCULOSE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, Ch. Achard, L. Lapicque, A. Gosset, E. Sergent, G. Roussy.

**FONDATION ROY-VAUCOULOUX** (6.000fr). — Les arrérages de la fondation sont attribués à M. **Maurice Guérin**, chargé de recherches à l'Institut du cancer, pour ses travaux sur le cancer expérimental. *Rapporteur :* M. G. Roussy.

**PRIX LOUISE DARRACQ** (6.000fr). — Le prix est décerné à M. **René Huguenin**, professeur agrégé à la Faculté de médecine de Paris, pour l'ensemble de ses travaux sur le cancer. *Rapporteur :* M. L. Binet.

**PRIX EUGÈNE ET AMÉLIE DUPUIS** (4.000fr). — Le prix est décerné à M. **Jacques Delarue**, professeur agrégé à la Faculté de médecine de Paris, pour son travail sur *Le traitement des adénopathies du cancer de la langue. Rapporteur :* M. L. Binet.

---

## PHYSIOLOGIE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Molliard, M. Caullery, L. Lapicque, Ch. Pérez, P. Portier, J. Jolly.

**PRIX MONTYON** (1.500fr). — Le prix est décerné à M. **André Strohl**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, pour ses travaux et son ouvrage intitulé : *Conductibilité et excitabilité électrique du nerf. Rapporteur :* M. L. Binet.

**PRIX POURAT** (2.000fr). — Le prix est décerné à Mme **Marcel Drilhon**, née **Andrée Courtois**, et M. **René-Guy Busnel**, chargés de recherches à l'Institut océanographique de Paris, pour leurs travaux sur la riboflavine. *Rapporteur :* M. L. Binet.

**PRIX FANNY EMDEN** (3.000fr). — Le prix est décerné à M. **André Tilquin**, professeur au Lycée Pasteur, pour son ouvrage intitulé : *La toile géométrique des araignées. Rapporteur :* M. L. Lapicque.

---

## STATISTIQUE.

Commissaires : MM. A. Lacroix, É. Borel, Ch. Fabry, L. Blaringhem, J. Drach, Ch. Maurain, E. Cartan, L. de Broglie, P. Montel.

**PRIX MONTYON** (1.000fr). — Le prix est décerné à M. **Pierre Delaporte**, professeur à l'Institut de statistique de l'Université de Paris, pour son ouvrage intitulé : *Évolution de la mortalité en Europe depuis l'origine des statistiques de l'état civil. Rapporteur :* M. E. Borel.

---

## HISTOIRE ET PHILOSOPHIE DES SCIENCES.

Commissaires : MM. L. Bouvier, A. Lacroix, É. Borel, M. Caullery, M. Delépine, H. Villat, L. de Broglie, Ch. Pérez, P. Montel.

**PRIX BINOUX.** — Deux prix de 3.000fr sont décernés :

— au Comte **François de Chasseloup-Laubat**, pour son livre sur *François Fresneau Seigneur de la Gataudière, Père du caoutchouc. Rapporteur :* M. L. de Broglie;

— à MM. **Roger Lallier**, bibliothécaire de l'Aéro-club, **Paul Ditisheim**, chronométrier, le Commandant **Jean Vivielle**, membre de l'Académie de marine, et feu **Léopold Reverchon**, archiviste-comptable au Pavillon de Breteuil, pour leur ouvrage sur *Pierre Le Roy et la Chronométrie. Rapporteur :* M. L. de Broglie.

---

## OUVRAGES DE SCIENCES.

Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain, A. Lacroix, L. de Broglie; É. Borel, M. Caullery, M. de Broglie.

**PRIX HENRI DE PARVILLE.** — Deux prix de 3.000fr sont décernés :

— à MM. **Roger Grignard**, ingénieur à la Compagnie Alais, Froges et Camargue, et **Jean Colonge**, directeur-adjoint de l'École de chimie de Lyon, pour leur *Précis de chimie organique. Rapporteur :* M. A. Lacroix;

— à M. **Max Sorre**, professeur à la Sorbonne, pour son ouvrage intitulé : *Les fondements biologiques de la géographie humaine. Essai d'une écologie de l'Homme. Rapporteur :* M. A. Lacroix.

---

## MÉDAILLES.

Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain, A. Lacroix, L. de Broglie.

**MÉDAILLE BERTHELOT.** — La médaille est décernée :

— à M. **Alban Avy**, lauréat du prix Montyon des arts insalubres;
— à M. **Raymond Paul**, lauréat du prix Jecker;
— à M. **Charles Prévost**, lauréat du prix Jecker;
— à M. **Jean Roche**, lauréat du prix Paul Marguerite de La Charlonie;
— à M. **Albert Kirrmann**, lauréat du prix Paul Marguerite de la Charlonie;
— à M. **Paul Cagniant**, lauréat du prix Houzeau.

---

## PRIX GÉNÉRAUX.

**PRIX FONDÉ PAR L'ÉTAT** : **Grand prix des sciences physiques** (3.000$^{fr}$). — Commissaires : MM. A. Lacroix, P.-A. Dangeard, M. Caullery, L. Blaringhem, R. Fosse, A. Guilliermond, Ch. Pérez, A. Chevalier.

Le prix est décerné à M. **François Gagnepain**, sous-directeur honoraire de laboratoire au Muséum national d'histoire naturelle, pour ses travaux botaniques sur l'Indochine. *Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**PRIX BORDIN**. — Commissaires : MM. É. Borel, A. Cotton, Ch. Maurain, E. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel.

Deux prix de 3.000$^{fr}$ sont décernés :

— à M. **Louis Cagniard**, maître de conférences à la Faculté des sciences de Strasbourg, pour ses travaux de physique mathématique. *Rapporteur :* M. Ch. Maurain ;

— à M. **Henri Milloux**, professeur à la Faculté des sciences de Bordeaux, pour ses travaux sur l'analyse mathématique. *Rapporteur :* M. P. Montel.

**PRIX MAUJEAN** (1.500$^{fr}$). — Commissaires : MM. A. Lacroix, H. Vincent, M. Caullery, Ch. Achard, Ch. Pérez, É. Roubaud, L. Fage, L. Binet.

Le prix est décerné à M. **Georges Lavier**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, pour ses travaux sur la distomatose hépatique chez l'Homme et sa prophylaxie. *Rapporteur :* M. E. Roubaud.

**PRIX PETIT D'ORMOY** : **Sciences mathématiques** (10.000$^{fr}$). — Commissaires : MM. E. Borel, J. Drach, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, J. Pérès, P. Montel.

Le prix est décerné à M. **René Garnier**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour l'ensemble de son œuvre mathématique. *Rapporteur :* M. G. Julia.

**PRIX PETIT D'ORMOY** : **Sciences naturelles** (10.000$^{fr}$). — Commissaires : MM. L. Bouvier, A. Lacroix, P.-A. Dangeard, M. Molliard, M. Caullery, L. Lapicque, Ch. Pérez, A. Chevalier.

Le prix est décerné à M. **Émile Guyenot**, correspondant de l'Académie des sciences, professeur à l'Université de Genève, pour l'ensemble de ses travaux. *Rapporteur :* M. M. Caullery.

**PRIX ESTRADE DELCROS** (6.000$^{fr}$). — Commissaires : MM. H. Deslandres, E. Borel, A. Cotton, E. Esclangon, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel.

Le prix est décerné à M. **Jean Favard**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour l'ensemble de ses travaux mathématiques. *Rapporteur :* M. G. Julia.

**PRIX SAINTOUR**. — Commissaires : MM. É. Borel, A. Cotton, Ch. Fabry, Ch. Maurain, É. Cartan, H. Villat, L. de Broglie, P. Montel.

Deux prix de 3.000$^{fr}$ sont décernés :

— à M. **Maurice Janet**, professeur à la Faculté des sciences de Caen, pour l'ensemble de ses travaux d'analyse mathématique. *Rapporteur :* M. É. Cartan ;

— à M. **Henri Poncin**, professeur à la Faculté des sciences de Poitiers, pour l'ensemble de ses travaux de mécanique. *Rapporteur :* M. H. Villat.

**PRIX LONCHAMPT** (4.000$^{fr}$). — Commissaires : MM. A. Lacroix, E. Leclainche, G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, G. Moussu, M. Javillier, A. Chevalier.

Le prix est décerné à M. **Désiré Leroux**, chef de travaux au Conservatoire national des arts et métiers, pour ses travaux sur l'action des éléments catalytiques minéraux sur la végétation. *Rapporteur :* M. M. Javillier.

**PRIX JULES WOLFF** (1.000fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Lonchampt.

Le prix est décerné à M. **Raymond Chaminade**, professeur à l'École d'horticulture de Versailles, pour ses travaux de chimie agricole. *Rapporteur :* M. M. Javillier.

**PRIX HENRI WILDE** (4.000fr). — Commissaires : MM. H. Deslandres, A. Lacroix, É. Borel, G. Bertrand, A. Cotton, E. Esclangon, M. Delépine, A. de Gramont, L. de Broglie.

Le prix est décerné à M. **Paul Laîné**, professeur à la Faculté des sciences de Lille, pour ses travaux sur l'obtention des températures extrêmement basses par la méthode de désaimantation adiabatique. *Rapporteur :* M. A. Cotton.

**PRIX GUSTAVE ROUX** (1.000fr). — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain, A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier.

Le prix est décerné à M. **Robert Delavault**, docteur de l'Université de Paris, pour ses travaux sur les corrosions des micas. *Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**PRIX THORLET** (2.000fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Gustave Roux.

Le prix est décerné à M. **Charles Bioche**, professeur honoraire au Lycée Louis-Le-Grand. *Rapporteur :* M. L. de Broglie.

**PRIX MARQUET** (4.000fr). — Commissaires : MM. A. Lacroix, P.-A. Dangeard, G. Bertrand, M. Caullery, R. Fosse, Ch. Jacob, Ch. Pérez, A. Chevalier.

Le prix est décerné à M. **Albert Raynaud**, assistant à l'Institut Pasteur, pour ses recherches sur l'intersexualité expérimentale des Mammifères. *Rapporteur :* M. M. Caullery.

**PRIX DU GÉNÉRAL MUTEAU** (20.000fr). — Commissaires : MM. A. Lacroix, H. Vincent, G. Bertrand, M. Caullery, M. Delépine, Ch. Jacob, Ch. Pérez, A. Chevalier.

Le prix est décerné à M. **Gaston Muraz**, médecin-colonel, pour les résultats qu'il a obtenus dans la lutte contre la maladie du sommeil. *Rapporteur :* M. G. Bertrand.

**PRIX LAURA MOUNIER DE SARIDAKIS**. — Commissaires : MM. A. Lacroix, H. Vincent, G. Bertrand, Ch. Achard, L. de Broglie, A. Gosset, Ch. Pérez, P. Portier, M. Javillier.

Deux prix de 7.000fr sont décernés :

— à M. **Maurice Lemoigne**, chef de service à l'Institut Pasteur, pour ses travaux sur les fermentations. *Rapporteur :* M. M. Javillier.

— à M. **André Dognon**, professeur à la Faculté de médecine de Paris, pour l'ensemble de ses travaux de physique appliquée à la biologie et à la médecine. *Rapporteur :* M. G. Bertrand.

---

## PRIX DES GRANDES ÉCOLES.

**PRIX LAPLACE**. — La médaille est décernée à M. **Jacques Mabile**, né à Chalons-sur-Marne (Marne), le 30 mars 1923, sorti premier de l'Ecole polytechnique.

**PRIX L.-E. RIVOT**. — Un prix de 750fr est décerné à M. **Jacques Mabile**, entré premier à l'École des mines;

Un prix de 500fr est décerné à M. **André Mainier**, entré second à l'École des mines;

Un prix de 750fr est décerné à M. **Guy Dejouany**, entré premier à l'École des ponts et chaussées;

Un prix de 500fr est décerné à M. **Jean Prunieras**, entré second à l'École des ponts et chaussées.

---

## FONDS GÉNÉRAUX DE RECHERCHES SCIENTIFIQUES.

**FONDATION GEGNER** (4.000fr). — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain, A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier.

Un prix est décerné à M. **Marcel-E. Denaeyer**, professeur à l'Université de Bruxelles, pour ses travaux sur la pétrographie et la bibliographie géologique de l'Afrique occidentale et centrale. *Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**FONDATION HIRN** (2.500fr). — Mêmes Commissaires que pour le prix Gegner.

Un prix est décerné à feu **Edmond Rothé**, correspondant de l'Académie des sciences, pour ses travaux de séismologie et de physique. *Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**FONDATION AIMÉ BERTHÉ** (5.000fr). — Commissaires : MM. É. Borel, A. Cotton, Ch. Fabry, Ch. Maurain, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel.

Un prix est décerné à M. **Jules Haag**, correspondant de l'Académie des sciences, professeur à l'Université de Besançon, pour l'ensemble de ses travaux. *Rapporteur :* M. P. Montel.

**FONDATION HENRI BECQUEREL** (6.000fr). — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain; A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier.

Un prix est décerné à M. **Robert Jonckheere**, maître de recherches du Centre national de la recherche scientifique à l'Observatoire de Marseille, pour ses travaux sur les étoiles doubles. *Rapporteur :* M. L. de Broglie.

**FONDATION LOUTREUIL**. — Commissaires : MM. G. Bertrand; A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier, M. de Broglie.

Les subventions suivantes sont accordées :

— **12.000fr** à M. **Justin Jolly**, membre de l'Académie des sciences, professeur au Collège de France, pour ses études d'*embryologie expérimentale* et particulièrement ses *cultures des ébauches embryonnaires*;

— **8.000fr** à M. **Jean Loiseleur**, chef de service à l'Institut Pasteur, pour ses recherches sur les relations entre la constante diélectrique et la structure des protéines;

— **3.000fr** à M. **François Maignon**, professeur à l'École nationale vétérinaire d'Alfort, pour ses recherches sur une méthode générale de traitement des maladies microbiennes (tuberculose);

— **10.000fr** à M. **Jacques Millot**, professeur au Muséum national d'histoire naturelle, pour ses recherches sur l'anatomie comparée du système musculaire des arthropodes;

— **5.000fr** à M. **Charles Racz**, docteur ès sciences, pour ses travaux sur les luminescences ultraviolettes émises lors de l'oxydation du carbone;

— **6.000fr** à M. **Edgar-Théophile Verdier**, maître ès sciences de l'Université de l'Afrique du Sud, pour ses recherches sur la vie moyenne et les propriétés chimiques de l'azote actif.

— **6.000fr** à **l'École nationale vétérinaire d'Alfort**, pour l'organisation d'un service de micro-film dans sa Bibliothèque;

— **4.000fr** à M. **René Dubrisay**, professeur au Conservatoire national des arts et métiers, pour l'achat de matériel électrique;

— **8.000fr** à M. **Pierre Fleury**, professeur au Conservatoire national des arts et métiers, pour l'achat d'appareils destinés aux recherches de photométrie hétérochrome.

— **9.000fr** à **l'École polytechnique**, pour sa Bibliothèque.

*Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**FONDATION Mme VICTOR NOURY.** — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain; A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier.

Un prix de 2.500fr est décerné à M. **Henri Nouvel**, professeur à la Faculté des sciences de Toulouse, pour son mémoire sur les Mysidacés. *Rapporteur :* M. A. Lacroix.

Un prix de 6.000fr est décerné à M. **Louis Eblé**, physicien-adjoint à l'Institut de physique du Globe de Paris, pour ses travaux sur le Magnétisme terrestre et la Séismologie. *Rapporteur :* M. Ch. Maurain.

**FONDATION HENRY LE CHATELIER** (10.000fr). — Commissaires : MM. A. Lacroix, L. de Broglie, G. Charpy, L. Lumière, G. Claude, L. Guillet, R. Esnault-Pelleterie, A. Portevin.

Les arrérages de la fondation sont attribués à Mme **Pierre Laurent**, née **Raymonde Lamothe**, ingénieur des arts et manufactures, pour un travail relatif à l'arsenic dans les alliages complexes. *Rapporteur :* M. L. Guillet.

**FONDATION MILLET-RONSSIN** (10.000fr). — Commissaires : MM. A. Lacroix, L. Cayeux, Ch. Jacob, P.-A. Dangeard, A. Guilliermond, Ch. Pérez, E. Roubaud.

Un prix est décerné à Mme Veuve **Ernest Chaput**, en mémoire des travaux géologiques effectués en Asie Mineure, en collaboration avec elle, par son mari, professeur à l'Université de Dijon. *Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**FONDATIONS VILLEMOT ET CARRIÈRE.** — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain, A. Lacroix, L. de Broglie; A. Denjoy, J. Pérès, Em. de Martonne, Ch. Fabry, L. Cayeux, P.-A. Dangeard, R. Fosse, M. Caullery, P. Portier, J. Duclaux, Ch. Camichel, A. Portevin.

Les subventions suivantes sont accordées :

— 10.000fr à M. **Ernest Esclangon**, membre de l'Académie des sciences, directeur de l'Observatoire de Paris, pour la réalisation d'un détecteur infra-sonore basé sur l'emploi de cellules photoélectriques et d'amplificateurs spéciaux;

— 5.000fr à Mlle **Marie-Magdeleine Chollet**, docteur ès sciences, pour la publication de ses recherches sur les glucides à base de fructose de la famille des Campanulacées;

— 10.000fr à Mme **Nadine Dobrovolskaïa-Zavadskaïa**, chef de laboratoire à l'Institut du Radium, pour son laboratoire de recherches sur le cancer à l'Institut du Radium de l'Université de Paris;

— 3.000fr à M. **Claude Francis-Bœuf**, boursier du Centre national de la recherche scientifique pour l'étude de la radioactivité des vases marines;

— 5.000fr à Mlle **Simone Lemoyne**, assistante à la Faculté libre des sciences de Paris, pour ses recherches sur les matières pectiques;

— 26.000fr à MM. **Jean Piveteau**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, et **Pierre Pruvost**, professeur à la Faculté des sciences de Lille, pour l'exploration de gisements d'ossements de vertébrés et de plantes du permien de l'Autunois;

— 20.000fr à M. **Georges Schaeffer**, professeur à la Faculté des sciences de Paris, pour l'achat d'appareils destinés à compléter l'équipement du laboratoire de physiologie de la Faculté des sciences de Paris;

— 20.000fr à la **Société française de photogrammétrie**, pour la publication du *Bulletin de photogrammétrie;*

— 10.000fr à M. **Albert Vandel**, professeur à la Faculté des sciences de Toulouse, pour la publication de recherches sur les isopodes terrestres.

*Rapporteur :* M. L. de Broglie.

**FONDATION GIRBAL-BARAL.** — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain; A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier.

Deux allocations de 10.000fr sont accordées :

— à Mlle **Marie-Thérèse Vandevel**, étudiante de deuxième année à la Faculté de médecine de Paris;

— à M. **Antoine Remond**, externe des Hôpitaux de Paris.

*Rapporteur :* M. A. Lacroix.

**PRIX D'AUMALE.** — Commissaires : MM. G. Bertrand, Ch. Maurain, A. Lacroix, L. de Broglie; R. Bourgeois, L. Bouvier.

Un prix de 5.000fr est décerné à Mme **Émile Mathias**, née **Catherine Leroy**, en mémoire des travaux de feu **Émile Mathias**, correspondant de l'Académie des sciences, sur les gaz liquéfiés et sur l'électricité et le magnétisme terrestre. *Rapporteur :* M. L. de Broglie.

## LECTURE.

M. **Alfred Lacroix**, Secrétaire perpétuel, lit une *Notice historique sur les Membres et Correspondants Zoologistes et Biologistes de l'Académie des Sciences ayant travaillé sur les côtes des Colonies françaises de l'Afrique du Nord et du Nord-Est depuis le* XVIIIe *siècle.*

A. Lx., L. B.

# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 27 DÉCEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

---

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

SPECTROSCOPIE. — *Application à des molécules intéressantes de l'analyse nouvelle des spectres moléculaires. Quatrième loi de ces spectres.* Note de M. **HENRI DESLANDRES.**

I. La Note actuelle est la suite de mon avant-dernière Note du 14 décembre 1942, consacrée à l'explication simple de plusieurs particularités des molécules et aux 4 types principaux d'arrangement des atomes et électrons (1° $A^2$ ou $A^n$, $El^2$ ou $El^n$; 2° $El - El/p$; 3° $El_1 \times El_2$; 4° $El_1 - El_2$) qui, dans la molécule, émettent une fréquence. J'ai même annoncé une 4<sup>e</sup> loi, spéciale au 1<sup>er</sup> type, qui s'ajoute aux trois précédentes, plus générales, et a été présentée comme il suit : Dans la plupart des molécules, et des molécules organiques en particulier, la formule de constitution indique la division en deux parties, dont les nombres $s'$ d'électrons activables ont une différence nulle ou égale à un petit nombre pair. L'ionisation intérieure peut alors intervenir pour assurer l'égalité des électrons activés et donc aussi des fréquences dans les deux parties.

En fait, presque toutes les molécules offrent plus ou moins simplement la division en deux parties également activées, ainsi que dans les molécules $A^2$ (A étant un atome) qui sont les plus simples. C'est un des premiers résultats de mon étude, signalé dans plusieurs Notes depuis 1930, et vérifié nettement par l'analyse des fréquences Raman. Or ces recherches sont aujourd'hui en bon état d'avancement surtout en Chimie inorganique, et je présente dans la Note actuelle l'ensemble des résultats acquis en Chimie organique et surtout dans les grandes divisions de la biochimie, les hydrocarbures, les glucides, les lipides et les protides, en mettant à part la chlorophylle qui est le composé le plus important. J'indiquerai dans chaque division les molécules qui ont paru les plus intéressantes, et surtout leur accord avec la 4<sup>e</sup> loi. Enfin j'examinerai avec soin les biocatalyseurs, vitamines et hormones, pour bien reconnaître si ces molécules spéciales sont astreintes aux lois des molécules ordinaires.

De nombreuses molécules organiques sont formées des quatre atomes H, C,

N, O et des groupes d'atomes CH, $CH^2$, $CH^3$, NH, $NH^2$ et OH, dont les nombres d'électrons activables par anneaux et sous-anneaux sont les nombres de 3 à 9. Il faut s'attendre à des radiations du 3ᵉ type $El_1 \times El_2$. D'autres molécules plus complexes offrent en plus des atomes classés parmi les 9 autres atomes plastiques (de l'atome Na à l'atome Ca), dont les premiers sous-anneaux et anneaux peuvent être activés seuls. Les nombres d'électrons activables sont alors les mêmes que dans le cas précédent.

Avec les molécules dont la constitution est connue, j'opère en général de la façon suivante : Je note le nombre des atomes en écartant d'abord les hydrogènes; si ce nombre est pair, j'ai immédiatement un premier point milieu de la molécule; puis, dans chaque moitié, j'ajoute le nombre des hydrogènes aux nombres d'électrons activables dans les premiers sous-anneaux et anneaux des autres atomes, et je compare les sommes des deux moitiés. Or, dans la très grande majorité des cas, la différence des deux sommes est nulle ou un petit nombre pair, égal ou inférieur à 8. C'est la 4ᵉ loi des spectres moléculaires. Si la différence est supérieure à 8, on déplace un peu le milieu du côté où la somme est la plus forte.

Lorsque le nombre des atomes autres que l'hydrogène est un nombre impair, on a une cause supplémentaire d'inégalité entre les deux parties; mais, finalement, dans la grande majorité des cas, la différence entre les deux nombres d'électrons activables est encore un petit nombre pair (2, 4, 6 ou 8).

J'ai admis que l'ionisation intérieure intervenait pour assurer l'égalité nécessaire des deux nombres d'électrons activés, ce qui a été vérifié par l'analyse des fréquences avec toutes les fréquences déjà assez nombreuses, dont le spectre Raman a été mesuré. L'ionisation finale sera considérée comme bien certaine seulement lorsque la preuve par le spectre Raman aura été apportée (¹).

II. Je présente d'abord les hydrocarbures et leurs molécules dérivées, qui ont paru avoir le plus grand intérêt.

Les hydrocarbures aliphatiques ont les formules générales $C^nH^{2n+2}$, $C^nH^{2n}$, $C^nH^{2n-2}$, $C^nH^{2n-4}$, $C^nH^{2n-6}$, $C^nH^{2n-8}$. On voit immédiatement que les atomes C et les atomes H ont une différence des nombres d'électrons activés qui est un petit nombre pair. Or j'ai déjà publié l'analyse complète des 24 fréquences de l'*n* dodécane $C^{12}H^{26}$, qui est le plus lourd des hydrocarbures saturés dont le spectre Raman a été publié, et aussi l'analyse presque complète de l'isoprène $C^5H^8$, qui est le premier terme de l'importante série des terpènes (²). Les deux molécules sont à première vue divisibles en deux parties dont les nombres d'électrons actifs ont une petite différence égale à $-2$ et $+2$, et deviennent égaux après une ionisation intérieure simple. Les 3 premiers types

(¹) Les molécules organiques, dont le spectre Raman est a déterminer, sont encore nombreuses, et il faut écarter les spectres mesurés avec une faible précision.

(²) *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 98; 215, 1942, p. 5.

et même le 4ᵉ type d'arrangement des atomes et électrons pour l'émission d'une fréquence, brièvement rappelés ci-dessus, y sont représentés et l'analyse finale vérifie pleinement les prévisions tirées de la formule de constitution. A noter la fréquence $\nu$ 746, signalée dans le 2ᵉ livre de Kohlrausch, commune aux hydrocarbures saturés, et égale à $d_1/6 \times 7 \times 2$, 6 et 7 étant les nombres d'électrons activables de $CH^2$ et de $CH^3$ et $d_1$ étant la constante universelle [2].

J'ajoute les molécules suivantes :

le myrcène $C^{10}H^{16}$, divisible d'après sa constitution en $C^5H^9$ et $C^5H^7$, dont les nombres d'électrons activables ont une différence égale à + 2 et conduisent aux nombres $s'$ communs $18^{\pm}$, $28^{\pm}$, $38^{\pm}$ [3]. La fréquence $\nu$ 904 du myrcène est égale à $46 d_1/18 \times 3$ [3];

le linalol $C^{10}H^{18}O$, divisible en $C^5H^9$ et $C^5H^9O$, d'où l'on déduit, après l'ionisation, les nombres égaux d'électrons activés $21^{\pm\pm}$, $32^{\pm\pm\pm}$ et $43^{\pm\pm\pm\pm}$. La fréquence $\nu$ 531 du linalol est égale à $21 d_1/42$, et $42 = 21 \times 2 = 6 \times 7$. Cette fréquence est rattachée à la fois au 1ᵉʳ type et au 3ᵉ;

le limonène $C^{10}H^{16}$, divisible en $C^5H^8-C^5H^8$, d'où les nombres égaux d'électrons activés 18, 28 et 38. Une de ses fréquences $\nu$ 638 est égale à $54 d_1/18 \times 5$;

le bornéol $C^{10}H^{18}O$, divisible en $C^5H^{10}$ et $C^5H^{11}$, d'où les nombres égaux d'électrons 21, $32^{\pm}$, $43^{\pm\pm}$;

le camphre $C^{10}H^{16}O$, divisible en $C^5H^5O$ et $C^5H^{11}$, d'où les nombres égaux d'électrons activables $20^{\pm}$, 31 et $42^{\pm}$. La fréquence $\nu$ 1239, commune au bornéol et au camphre, est égale à $70 d_1/20 \times 3$ et à $49 d_1/42$;

le caoutchouc naturel, dont la formule brute serait, d'après Harries, $C^{10}H^{16}$, divisible en deux parties égales. Or les nombres $s'$ d'électrons activables de $C^5H^8$ sont 18, 28 et 38, et la fréquence la plus forte $\nu$ 1670 est égale à $44 d_1/28$;

le caoutchouc synthétique, dont on connaît au moins 12 variétés, dont les propriétés principales et nécessaires sont la solubilité et la facilité de vulcanisation. L'union avec le soufre améliore le caoutchouc, et la molécule mère du caoutchouc vulcanisé serait ($C^5H^8$). Or la fréquence $\nu$ 904, attribuée au caoutchouc, est à la fois un multiple de $d_1/18$ et $d_1/16$. Enfin la formule de l'ébonite, qui a la vulcanisation maxima, est $(C^5H^8S)^n$, et l'on peut prévoir une fréquence rattachée à $18^+$ et $16^-$, soit à $17^{\pm}$;

le carotène $\beta$, déjà présenté en décembre 1942, qui accompagne la chlorophylle et est une provitamine conduisant aux vitamines $A_1$ et $A_2$. La formule de constitution $C^{40}H^{56}$ est formée de deux parties identiques qui ont les mêmes nombres $s'$ d'électrons activables, 68, 108 et 148, vérifiés par l'analyse de ses

(³) Je rappelle que les signes $\pm$ ajoutés à un nombre d'électrons annoncent une ionisation intérieure simple entre deux nombres d'électrons qui ont une différence égale à 2.

deux fréquences,

$$\nu\,1141 = 73\,d_1/68 + 0,4 \qquad \nu\,1524 = 43\,d_1/5 \times 6 - 1,1$$
$$= 116\,d_1/108 - 0,2 \qquad = 155\,d_1/108 - 0,9$$
$$= 215\,d_1/107 - 0,7 \qquad = 189\,d_1/148 - 0,5$$
$$= 217\,d_1/109 + 6,5$$

Kohlrausch a publié aussi la fréquence $\nu\,507$ égale à $20\,d_1/6 \times 7$ et commune au carotène $\alpha$, à la xantophylle $C^{40}H^{56}O^2$, et au lycopène $C^{40}H^{56}$ (⁴);

le squalène, abondant dans le foie de gros poissons de mer, $C^{30}H^{56}$, divisible en deux parties identiques;

la vitamine $A_1$, $C^{20}H^{30}O$, divisible en $C^{10}H^{16}$ et $C^{10}H^{14}O$, dont les nombres d'électrons activables sont respectivement 36, 56, 76 et 38, 60 et 82; d'où les nombres $s'$ communs $37^{\pm}$, $58^{\pm\pm}$ et $79^{\pm\pm\pm}$;

la vitamine $A_2$, $C^{22}H^{32}O$, divisible en $C^{12}H^{14}$ et $C^{10}H^{18}O$, dont les nombres d'électrons activables sont 41, 65, 89 et 39, 61, 83, d'où les nombres $s'$ communs sont $40^{\pm}$, $63^{\pm\pm}$ et $86^{\pm\pm\pm}$; mais, à ma connaissance, le spectre Raman de ces trois dernières molécules n'a pas encore été publié.

III. Tous les traités de Chimie signalent l'hydrocarbure triphénylméthyle $C^{19}H^{15}$ ou $C(C^6H^5)^3$, présenté comme offrant un carbone trivalent, alors que 200 000 molécules organiques ont un carbone tétravalent, et, *a priori*, il semble bien que cette assertion est fondée, puisque, d'après la formule, le carbone est uni à 3 radicaux, $C^6H^5$ monovalents. Or les lois du rayonnement moléculaire apportent une explication simple et différente de ce composé spécial. Les nombres d'électrons activables de $(C^6H^5)^3$ et de C sont 51, 87, 123 et 2, 4, 6. Si un électron de $(C^6H^5)^3$ se porte sur C, ces nombres deviennent 50, 86, 122 et 3, 5, 7. Or 5 est la 10ᵉ partie de 50; les conditions sont alors celles d'une fréquence émise du 2ᵉ type, du type ClH ou El — El/$p$, $p$ étant égal à 10. La molécule ainsi divisée peut être stable; mais cette explication, pour être acceptée définitivement, devra être confirmée par l'analyse du spectre Raman.

Dans les Notes qui suivront, je continuerai l'étude des molécules organiques et des molécules qui forment les êtres vivants.

ÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE. — *Sur une question de terminologie électrique.* Note (¹) de M. **Joseph Bethenod**.

Depuis quelque temps une très fâcheuse coutume a tendance à se répandre dans le monde des électriciens et surtout des radioélectriciens. Elle consiste à substituer l'abréviation self au terme complet, seul correct, *self-inductance* ou *self-induction*. Limitée, il y a une vingtaine d'années, aux monteurs de T. S. F.

---

(⁴) Les fréquences de cette Note sont tirées du second volume de Kohlrausch.

(¹) Séance du 15 novembre 1943.

et aux sapeurs radiotélégraphistes, elle a tendance à s'étendre actuellement à des traités et publications qui sont par ailleurs de la plus haute tenue scientifique ou technique, au grand étonnement des savants et ingénieurs anglais et américains.

J'avais déjà proposé, un peu avant la guerre de 1914-1918, l'emploi des *termes auto-induction*, *auto-inductance*, à l'instar des expressions très répandues en électricité : *auto-excitation*, *auto-amorçage*, *auto-transformateur*, *auto-entretien*, et cette proposition a été retenue pour le *Vocabulaire Électrotechnique Français*. Elle ne visait d'ailleurs que la remise en usage d'expressions employées jadis par des auteurs français et tombées en désuétude vers 1880, sans doute devant le prestige des savants anglais de l'époque, de J. C. Maxwell en particulier. Ce regain de faveur aurait deux avantages :

Tout d'abord, le préfixe *auto* est très répandu en langue française, et l'on ne dit pas, par exemple, self-suggestion. Ensuite il ôterait l'envie à tous les usagers de le choisir comme abréviation de langage; je me permets donc d'insister devant l'Académie pour qu'elle appuie de son autorité la réforme que je propose à nouveau.

## CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les anomalies magnétiques des dérivés halogénés organiques*. Note de M. **Paul Pascal**.

Nous avons déjà montré, vers 1910, que les dérivés halogénés présentaient deux sortes d'anomalies, troublant l'additivité du diamagnétisme atomique en combinaison.

La première est due à l'amorce d'une double liaison, manifestée dans les composés organiques, quand l'halogène voisine avec de l'hydrogène porté par un atome de carbone contigu; elle conduit à une chute faible du diamagnétisme, au plus égale à $5,45.10^{-6}$, qui est le terme correctif de la double liaison pure. La seconde anomalie est relative aux dérivés de toute nature, où plusieurs halogènes sont fixés à un même atome. C'est encore une chute du diamagnétisme qu'elle provoque, mais beaucoup plus considérable et parfois supérieure à l'appoint d'un des atomes ainsi fixés; elle croît au fur et à mesure qu'augmente le poids atomique ou le nombre des atomes d'halogènes contigus. Nous avions jadis émis l'hypothèse de contraintes interatomiques, équivalentes à l'établissement de liaisons multiples. Le fluor cependant, soit seul, soit associé à d'autres halogènes, n'apporte généralement qu'une perturbation négligeable.

Nous voudrions montrer que la dernière anomalie s'explique, et parfois de façon quantitative, par la déformation mutuelle des nuages électroniques contigus, au moins dans les composés organiques.

Les liaisons électroniques qui s'établissent entre le carbone et un halogène donnent au premier une structure voisine de celle de l'ion $C^{++++}$ et au second la structure de l'ion $X^-$. Prenant alors pour rayons moyens de ces ions les valeurs $R_C$ et $R_X$ calculées par Pauling sur la base de la mécanique quantique, admettant en outre, en accord avec les données chimiques et l'analyse aux

rayons X, une symétrie tétraédrique pour les directions des liaisons autour du carbone, on peut calculer les distances $\delta_{A,B}$ qui séparent les centres de deux ions A et B, quand ils se touchent par leur surface limite.

1° *Composés du type* $CX^4$. — Quand les ions $X^-$ sont au contact de l'ion $C^{++++}$, on a $\delta_{C,X} = R_C + R_X$ et le tétraèdre de leurs centres a pour arête

$$\delta_{X,X} = \sqrt{\frac{8}{3}}\,\delta_{C,X}.$$

Pour ne pas se toucher, les ions $X^-$ devraient réaliser la condition $\delta_{X,X} > 2R_X$. Sinon on pourra définir ce que j'appellerai leur *pénétration mutuelle*, qui joue ici six fois,

$$\varpi_{X,X} = 2R_X - \delta_{X,X}.$$

Or on trouve pour les composés $CX^4$, $R_C$ étant égal à 0,15 Å :

| X. | $R_X$. | $\delta_{C,X}$. | $\delta_{X,X}$. | $\varpi_{X,X}$. |
|---|---|---|---|---|
| F......... | 1,36 Å | 1,51 Å | 2,47 Å | 0,25 Å |
| Cl......... | 1,81 | 1,96 | 3,20 | 0,42 |
| Br......... | 1,96 | 2,11 | 3,45 | 0,47 |
| I......... | 2,16 | 2,31 | 3,87 | 0,45 |

Mais un autre facteur intervient, qui est la *déformabilité* $\alpha$ des ions. Si l'on néglige vis-à-vis des autres celle du carbone ($\alpha_C = 0,0012.10^{-24}$), on constate que le déficit diamagnétique $\Delta$ varie presque proportionnellement à $\alpha_X$ et à $\varpi_{X,X}$; on trouve en effet pour les composés $CX^4$ :

| X. | $\Delta$ (calculé). | $\alpha_X$. | $\alpha_X.\varpi_{X,X}$ (en C.G.S.). | $\Delta : 6\alpha_X\varpi_{X,X}$ (moyenne). |
|---|---|---|---|---|
| F........ | $4,1.10^{-6}$ | $0,985.10^{-24}$ | $0,24.10^{-32}$ | $2,37.10^{20}$ |
| Cl....... | 21,0 | 3,54 | 1,49 | 2,35 |
| Br....... | 31,0 | 4,98 | 2,34 | 2,28 |
| I........ | 50,4 | 7,56 | 3,40 | 2,47 |

on voit ici le rôle tout particulier que joue le fluor.

On peut donc définir la *pénétration* mutuelle de deux ions halogènes identiques par la formule

$$\varpi_{X,X} = \frac{\Delta.10^{-20}}{2,37.n.\alpha_X},$$

où $n$ est le nombre des pénétrations mutuelles, dans la molécule présentant l'anomalie $\Delta$. La quantité $\alpha_X.\varpi_{X,X}$ pourrait être appelée *l'écrasement* mutuel des ions contigus. Ce qui suit justifie le caractère général de cette définition.

2° *Composés du type* $CX^3A$. — En l'absence de données relatives à la structure des dérivés monofluorés (A = F), on peut hésiter pour eux entre deux structures limites, soit que les ions entourant le carbone forment encore un tétraèdre régulier, soit qu'ils soient tous les quatre à son contact.

Dans le premier cas, l'ion $F^-$ trouve sa place sans toucher les autres, car

on a toujours $R_X + R_F < \delta_{X,X}$; dans le second cas, on trouve facilement

$$\delta_{F,X} = \sqrt{\delta_{X,C}^2 + \delta_{F,C}^2 + \frac{2}{3}\delta_{X,C}\cdot\delta_{F,C}}.$$

Il y aurait alors trois pénétrations des ions X et F (et trois pénétrations des ions X entre eux), car on a :

| | $\delta_{F,X}$. | $R_F + R_X$. | $\varpi_{X,F}$. |
|---|---|---|---|
| $CFCl^3$ .............. | 2,90 Å | 3,17 Å | 0,27 Å |
| $CFBr^3$ .............. | 2,96 | 3,31 | 0,35 |
| $CFI^3$ ................ | 3,45 | 3,52 | 0,37 |

Quand le fluor est remplacé par un atome notablement plus petit, comme l'hydrogène ou le carbone d'un radical hydrocarboné, l'analyse aux rayons X, dans les composés $CHX^3$ ou $RCX^3$, révèle une légère déformation du tétraèdre des valences réduisant la pénétration mutuelle des ions X. En fait le calcul de celle-ci donne des valences nulles pour les ions $F^-$ contigus, à peine plus faibles pour le chlore, au moins dans les dérivés non oxygénés, mais légèrement supérieures pour le brome. Il y a ici trois pénétrations mutuelles d'ions X.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $C^6H^4(OH)CF^3$. | $10^6\Delta = 0$ | $\varpi_{F,X} = 0$ Å | $C^6H^5CCl^3$.... | $10^6\Delta = 10,1$ | $\varpi_{Cl,Cl} = 0,40$ Å |
| $C^6H^5CF^3$..... | 0 | 0 | $CO^2Et—CCl^3$. | 7,0 | 0,28 |
| $CHCl^3$....... | 11,0 | $\varpi_{Cl,Cl} = 0,44$ | $CHBr^3$....... | 20,2 | $\varpi_{Br,Br} = 0,57$ |
| $C(NO^2)Cl^3$... | 10,7 | 0,43 | $CO^2Et—CBr^3$. | 18,3 | 0,51 |

3° *Composés du type* $CX^3—CX^3$. — Ces composés se rattachent immédiatement à la catégorie précédente et conduisent aux mêmes conclusions :

| | | |
|---|---|---|
| $CCl^3—CCl^3$.......... | $10^6\Delta = 19,8$ | $\varpi_{Cl,Cl} = 0,39$ Å |
| $CBr^3—CBr^3$.......... | 46,7 | $\varpi_{Br,Br} = 0,66$ |
| $CBrCl^2—CBrCl^2$...... | 26,3 | $\varpi_{moyen} = 0,46$ |

4° *Composés des types* $CX^2 = CX^2$; $CHX^2—CHX^2$ *et* $Ar—CHX^2$. — Malgré la plus grande liberté laissée en apparence aux ions X, leur pénétration reste du même ordre de grandeur que précédemment; le fluor conserve son rôle effacé; le brome paraît encore une fois plus écrasé que dans les dérivés $CX^4$ :

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $CHF^2CONH^2$. | $10^6\Delta = 0$ | $\varpi_{F,F} = 0$ Å | $C^6H^5CHCl^2$... | $10^6\Delta = 3,5$ | $\varpi_{Cl,Cl} = 0,42$ Å |
| $CHBrFCO^2H$. | 3,4 | $\varpi_{F,Br} = 0,16$ | $CHBr^2—CHBr^2$. | 15,5 | $\varpi_{Br,Br} = 0,66$ |
| $CHCl^2—CCl^3$.. | 9,2 | $\varpi_{Cl,Cl} = 0,27$ | $CBr^2=CBr^2$... | 14,8 | 0,62 |
| $CHCl^2—CHCl^2$. | 7,5 | 0,44 | $CBrI=CBrI$... | 16,8 | $\varpi_{moy.} = 0,56$ |
| $CH^2Cl^2$...... | 4,3 | 0,48 | $CH^2I^2$........ | 6,9 | $\varpi_{I,I} = 0,39$ |
| $CCl^2=CCl^2$... | 5,35 | 0,32 | $CI^2=CI^2$....... | 19,7 | 0,55 |

En résumé, l'anomalie diamagnétique Δ des composés organiques polyhalogénés s'explique par la déformation mutuelle des atomes d'halogène au contact, sans avoir besoin, pour son interprétation, d'une altération appréciable de la symétrie tétraédrique du carbone. L'écrasement mutuel des ions réduit

le rayon $a$ des orbites électroniques superficielles de la formule de Langevin

$$\chi_A = -\frac{N e^2}{6 mc^2} \sum a^2,$$

et produit ainsi une baisse $\Delta$ de la susceptibilité moléculaire. Inversement, la détermination du terme correctif $\Delta$ permet de se rendre compte des contraintes interatomiques. Nous nous proposons de généraliser ce mode de calcul aux dérivés minéraux.

## CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale** prie l'Académie de lui présenter une liste de trois candidats à l'emploi de Chimiste en chef de l'Administration des *Monnaies et Médailles*, vacant depuis le 1er novembre 1943.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Louis Gallien. *Le Parasitisme* (présenté par M. M. Caullery).

2° *Faune de l'Empire français*. II. *Mammifères ongulés de l'Afrique noire*. Première partie. *Famille des Bovidés* (*Buffles*, *Antilopes*, *Gazelles*), par M. Paul Rode (présenté par M. L. Fage).

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Sur un principe de la dynamique lié à l'invariant intégral de Poincaré-Cartan*. Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Élie Cartan.

Considérons un système matériel (M) à liaisons holonomes, parfaites, admettant $n$ degrés de liberté $(q_i)$ et soumis à des forces *ne dérivant pas d'un potentiel et pouvant même dépendre des vitesses*. A la base de la dynamique de tels systèmes, on peut placer un principe d'invariance réalisant une extension du « principe généralisé de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie » de M. Élie Cartan [1].

1. Sous leur forme lagrangienne, les équations de la dynamique du système (M) peuvent s'écrire

$$(1) \qquad \frac{dq_i}{dt} = q'_i, \qquad \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial q'_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

où L désigne un lagrangien pouvant éventuellement se réduire à la demi-force vive T de (M) et où les $Q_i$ sont des fonctions déterminées des $q_i$, des $q'_i$ et du

(1) *Leçons sur les invariants intégraux*, Paris, 1922.

temps $t$. Nous désignerons par E l'espace-temps de configuration $(q_i, t)$ à $(n+1)$ dimensions, par $\mathcal{E}$ l'espace des états à $(2n+1)$ dimensions du système (M), par (M′) un système matériel mécaniquement identique à M, mais soumis à des forces telles que $Q_i=0$. Une trajectoire de (M) est une courbe de $\mathcal{E}$ solution du système différentiel (1). Soit S l'action hamiltonienne

$$S=\int_{t_0}^{t_1} L\,dt,$$

évaluée sur un arc de trajectoire de (M). En évaluant la variation de S pour une variation arbitraire de cet arc, extrémités comprises, on obtient, par un calcul classique et compte tenu de (1),

$$\delta S=[\omega(\delta)]_1-[\omega(\delta)]_0-\int_{t_0}^{t_1}\Sigma Q_i\,\delta q_i\,dt, \tag{2}$$

où les éléments

$$\omega(\delta)=\Sigma p_i\,\delta q_i-H\,\delta t;\qquad p_i=\frac{\partial L}{\partial q'_i};\qquad H=\Sigma p_i q'_i-L$$

sont relatifs au système (M′). Soit alors $\mathfrak{T}$ un tube engendré par une suite continue fermée de trajectoires de (M). Sur chaque trajectoire limitons un arc $\widehat{P_0P_1}$ dont les extrémités engendrent deux courbes fermées $C_0$ et $C_1$ et désignons par $\mathfrak{T}_0^1$ la portion de $\mathfrak{T}$ limitée par $C_0$ et $C_1$. En intégrant les deux membres de (2) sur la suite continue fermée de trajectoires, on obtient

$$\int_{C_1}\omega(\delta)-\int_{C_0}\omega(\delta)=\iint_{\mathfrak{T}_0^1}\Sigma Q_i\,dq_i\,dt. \tag{3}$$

Par application de la formule de Stokes, il vient

$$\iint_{\mathfrak{T}_0^1}\Sigma\,dp_i\,dq_i-dH\,dt+\Sigma Q_i\,dq_i\,dt=0, \tag{4}$$

où $\mathfrak{T}_0^1$ est limité à deux courbes fermées $C_0$ et $C_1$ arbitraires.

2. Étant donné un système différentiel

$$\frac{dx_1}{X_1}=\frac{dx_2}{X_2}=\ldots=\frac{dx_m}{X_m},$$

nous dirons que nous avons pour ce système une *relation intégrale d'invariance*, s'il existe une relation de la forme

$$\iint_{\mathfrak{T}_0^1}\Omega=0,$$

où $\Omega$ désigne une forme différentielle extérieure et où $\mathfrak{T}_0^1$ est engendré par des arcs de courbes intégrales du système issus d'un domaine arbitraire $D_0$. La relation sera dite relative ou absolue selon que le domaine $D_0$ devra être fermé ou non. Lorsque $\Omega$ est une différentielle exacte, une relation intégrale relative donne naissance à un invariant intégral relatif. Nous venons de

montrer que le système (1) admet la relation intégrale relative d'invariance (4). Il me reste à montrer que la distinction entre les relations intégrales relatives et absolues n'est pas essentielle, comme il apparaîtrait *a priori* : en particulier le système (1) admet (4) comme relation absolue.

3. Inversement on montre aisément que, parmi tous les systèmes différentiels de la forme

$$\frac{dp_i}{\pi^i} = \frac{dq_i}{} = \frac{dt}{\tau},$$

le seul qui admette la relation intégrale d'invariance (4) ou le seul pour lequel la formule (3) soit valable est le système

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} + Q_i, \qquad \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i},$$

équivalent au système (1). Si l'on prend pour $C_0$ et $C_1$ des suites fermées d'états simultanés relatifs aux instants $t_0$, $t_1$ on obtient, à partir de la formule (3),

$$\int_{C_1} p_i\, dq_i - \int_{C_0} p_i\, dq_i = \int_{t_0}^{t_1} dt \int_C \Sigma Q_i\, dq_i,$$

la courbe fermée C correspondant à l'instant $t$. Si les $Q_i$ dérivent d'un potentiel $U(q_i, t)$, on obtient immédiatement l'invariant de Poincaré.

En résumé, on peut mettre à la base de la dynamique le principe suivant : *les mouvements d'un système matériel à liaisons holonomes, parfaites, sont régis par des équations différentielles du* 1^er^ *ordre entre les paramètres de position, de vitesse et le temps; ces équations sont caractérisées par la propriété suivante : étant donnée une suite fermée d'états, si l'on déplace arbitrairement ces états le long de leurs trajectoires respectives, l'intégrale*

$$\iint \Sigma\, dp_i\, dq_i - dH\, dt + \Sigma Q_i\, dq_i\, dt,$$

*étendue à la surface ainsi balayée, est toujours nulle. On peut mettre ce principe sous une forme indépendante du mode de repérage de l'espace-temps de configuration, lorsque les* $Q_i$ *sont de la forme*

$$Q_i = R_i + \Sigma S_{ij} q'_j,$$

*les* $R_i$ *et* $S_{ij}$ *ne dépendant que de* $q_i$ *et de* $t$ *et les* $S_{ij}$ *étant antisymétriques.*

RELATIVITÉ. — *Sur l'électromagnétisme des milieux polarisés; définition d'un tenseur de Maxwell asymétrique.* Note [1] de M. **Olivier Costa de Beauregard.**

I. L'électromagnétisme des milieux polarisés déduit, soit de la considération de dipôles et de courants particulaires, soit de la théorie des électrons

(1) Séance du 6 décembre 1943.

de H. A. Lorentz, a une interprétation macroscopique et statistique; on peut chercher à définir un électromagnétisme des milieux polarisés proprement continus, et à confronter ses résultats avec ceux de la théorie du fluide statistique attachée à la théorie de l'électron magnétique de Dirac.

Les équations relativistes de l'électromagnétisme des milieux polarisés sont

$$(1)\ \partial_k \overline{\mathrm{H}}^{ik}=0;\quad (2)\ \partial_k \mathrm{F}^{ik}=j^i,\quad (3)\ f^i=\mathrm{H}^{ik}j_k,\quad (4)\ \mathrm{F}^{ij}=\mathrm{H}^{ij}+m^{ij},\quad (5)\ j^i=k^i+\partial_k m^{ik}$$

$(i, j, k, l=1, 2, 3, 4)$; $u$, $v$, $w$ désignant une permutation circulaire des indices d'espace 1, 2, 3, l'*induction magnétique* est $\mathrm{B}^w=\mathrm{H}^{uv}$ et le *champ électrique* $\mathrm{E}^u=i\mathrm{H}^{u4}$; le *champ magnétique* est $\mathrm{H}^w=\mathrm{F}^{uv}$ et l'*induction électrique* $\mathrm{D}^u=i\mathrm{F}^{u4}$; enfin les *densités de moment magnétique* et *électrique* sont respectivement $\mathcal{H}^u=-m^{vw}$ et $\mathcal{E}^u=im^{u4}$. D'une manière générale, $\overline{\mathrm{T}}$ désignera le dual d'un tenseur antisymétrique T.

Dans un premier travail sur la question, nous avions cru naturel d'admettre que, dans un électromagnétisme des milieux continus, le *courant électrique total* $j_i$ diffère du courant de convection cinématique fin, qui est du genre temps; nous avions constaté qu'en Théorie de Dirac, au contraire, le courant électrique total $\psi^\times\gamma^i\psi$ est du genre temps, et coïncide avec le *vrai courant matériel* de notre dynamique des milieux doués de spin ([2]). Nous voulons montrer ici que deux arguments convergents d'électromagnétisme classique conduisent à attribuer au *courant électrique total* de la théorie des milieux continus les mêmes propriétés qu'en Théorie de Dirac ([3]), ce qui conduit à assimiler le courant $k^i$ au *faux courant* de notre dynamique des milieux doués de spin.

Si, $v^u$ désignant la vitesse ordinaire du fluide, le courant électrique *total* ne pouvait être mis sous la forme $j^u=qv^u$, $j^4=icq$, ou, ce qui revient au même, si le quadrivecteur $j^i$ n'était pas tangent aux lignes de courant d'Univers, la charge électrique *totale* d'une portion matérielle du fluide suivie dans son mouvement ne serait pas conservative. Dans la même hypothèse, la composante $f^4$ du quadrivecteur $f^i$ ne représenterait pas, au facteur $i/c$ près, la *densité de puissance* $\vec{f}.\vec{v}$ acquise par le fluide sous l'action de la densité de force $f^u$, car la relation $\vec{f}.\vec{v}=\vec{j}.\vec{\mathrm{E}}$ ne serait plus conséquence de la formule de Lorentz.

II. En électromagnétisme général des milieux polarisés, le tenseur $\mathrm{M}^{uv}$ primitivement défini par Maxwell et Heaviside n'est pas symétrique. Une densité de couple pondéromoteur $\mu^{uv}\equiv\mathrm{M}^{vu}-\mathrm{M}^{uv}$, d'expression

$$(6)\qquad \mu^{uv}=\left[\vec{\mathrm{H}}\wedge\vec{\mathrm{B}}+\vec{\mathrm{E}}\wedge\vec{\mathrm{D}}\right]^{uv}=\left[\vec{\mathrm{H}}\wedge\vec{\mathcal{H}}+\vec{\mathrm{E}}\wedge\vec{\mathcal{E}}\right]^{uv},$$

([2]) *Contribution à l'étude de la Théorie de Dirac*, Chap. IV, Paris, 1943.

([3]) Ceci réduit à néant un paradoxe que nous avions cru devoir signaler, et précise un point de la théorie que nous nous proposons de définir. Nous maintenons entièrement ce que nous disions sur l'incompatibilité de droit et de fait de *l'électromagnétisme selon Dirac* avec la théorie classique, notamment en ce qui concerne la question du moment pondéromoteur propre.

se trouve donc prévue ([4]); c'est l'intégrale de cette grandeur qui fournit le couple directeur des aimants et des diélectriques, bien connu expérimentalement. Minkowski a donné l'expression relativiste du tenseur $M^{ij}$, qui est

$$(7) \qquad M^{ij} = \frac{1}{2}\left(\overline{F}^{ik}\overline{H}^{j}{}_{k} - H^{ik}F^{j}{}_{k}\right) \equiv - H^{ik}F^{j}{}_{k} + \frac{1}{4}(F^{kl}H_{kl})\,\delta^{ij},$$

et il a montré que, dans le cas général, l'expression de la densité de force de Lorentz peut être mise sous la forme

$$(8) \qquad f^{i} = \partial_{k} M^{ik} + \frac{1}{4}\left\{ F^{kl}\,\partial^{i} H_{kl} - H_{kl}\,\partial^{i} F^{kl} \right\};$$

les termes complémentaires { } sont nuls en l'absence de polarisation, et aussi dans le cas particulier où l'on a, dans un certain repère galiléen, $\vec{D}_0 = \varepsilon \vec{E}_0$ et $\vec{B}_0 = \mu \vec{H}_0$, avec $\varepsilon = \text{const.}$ et $\mu = \text{const.}$ ([5]). Abraham a symétrisé *a posteriori* le tenseur de Minkowski, ce qui a l'inconvénient évident de faire disparaître la prévision de la densité de couple $\mu^{uv}$; l'argument d'Abraham, qui consiste en l'égalité nécessaire des deux expressions du vecteur de Poynting, ne nous paraît pas convaincant, attendu que, dans le cas général, deux vecteurs de Poynting doivent être distingués, savoir la *densité d'impulsion* du champ $-iM^{u4} = [\vec{D} \wedge \vec{B}]^{uv}$ et la *densité de flux d'énergie* $-iM^{4u} = [\vec{E} \wedge \vec{H}]^{uv}$ ([6]).

Nous voulons indiquer ici que les expressions (7) et (8) de Minkowski, ainsi que leur conséquence (6), sont imposées nécessairement à partir des équations fondamentales (1), (2) et (3); ces expressions sont ainsi établies par une voie très directe, indépendante de toute hypothèse sur les relations que peuvent avoir entre eux les vecteurs $\vec{D}$ et $\vec{E}$ d'une part, $\vec{B}$ et $\vec{H}$ d'autre part. Les équations invoquées permettent en effet d'écrire

$$f^{i} = - H^{lk}\,\partial^{l} F_{lk} + \overline{F}^{lk}\,\partial^{l}\,\overline{H}_{lk};$$

en invoquant l'identité

$$m^{ik} n^{j}{}_{k} + \overline{m}^{jk}\overline{n}^{i}{}_{k} = 0$$

*valable essentiellement pour* $i \neq j$, il vient, après un calcul simple, le résultat exprimé par les formules (8) et (7).

---

([4]) *Treatise*, II, § 641; *Phil. Trans.*, A, **183**, 1892, p. 423; voir aussi Hertz, *Ann. d. Ph. u. Ch.*, **41**, 1890, pp. 394-396.

([5]) *Math. Ann.*, **68**, 1910, p. 472, § **13**.

([6]) *Rend. Palermo*, **28**, 1909, p. 15; **30**, 1910, p. 39.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur la représentation d'interactions s'exerçant par l'intermédiaire de la particule de spin total maximum* $2.h/2\pi$. Note (¹) de M. **Gérard Petiau.**

L'équation d'ondes du corpuscule de spin total maximum $2.h/2\pi$ (ou graviton) écrite sous la forme

$$\frac{h}{2\pi i}\partial t\,\frac{1}{4}\left[\sum_{1}^{4}{}_{r}\,\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}$$

$$=c\left[\sum_{1}{}_{p}\frac{h}{2\pi i}\partial_p\,\frac{1}{4}\left[\sum_{1}^{4}{}_{r}\,\alpha_4^1\ldots\alpha_p^r\ldots\alpha_4^4\right]+m_0c\,\alpha_4^1\alpha_4^2\alpha_4^3\alpha_4^4\right]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}=\mathcal{H}\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}$$

admet des solutions correspondant à des valeurs du spin total $2.h/2\pi$, et $1.h/2\pi$. On peut voir facilement que les solutions du premier type sont des fonctions $\Phi^{(2)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}$ symétriques par rapport aux indices $i_1$, $i_2$, $i_3$, $i_4$, tandis que les solutions du second type sont des fonctions de la forme

$$\Phi^{(1)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}=(\alpha_4\mathrm{R}')_{i_1i_2}\varphi_{i_3i_4}+(\alpha_4\mathrm{R}')_{i_3i_4}\varphi_{i_1i_2}$$

les fonctions $\varphi_{i_r,i_s}$ étant des fonctions symétriques par rapport aux indices $i_r$, $i_s$, solutions d'une équation d'ondes de corpuscule de spin $h/2\pi$ et de masse $2m_0$, de la forme

$$\frac{h}{2\pi i}\partial t\,\frac{1}{2}[\alpha_0^r\alpha_4^s+\alpha_4^r\alpha_0^s]\varphi_{i_r i_s}=c\left[\frac{h}{2\pi i}\partial_p\frac{1}{2}[\alpha_p^r\alpha_4^s+\alpha_4^r\alpha_p^s]+2m_0c\,\alpha_4^r\alpha_4^s\right]\varphi_{i_r i_s},$$

R′ désignant une matrice telle que

$$\mathrm{R}'\alpha_p\mathrm{R}'^{-1}=\alpha_p^+,\qquad \mathrm{R}'\alpha_4\mathrm{R}'^{-1}=-\alpha_4^+[(\alpha_\mu)^+_{ik}=(\alpha_\mu)_{ki}].$$

L'existence de ces solutions nous permet de considérer les transitions d'un système nucléon-graviton dans lesquelles le nucléon représenté par les solutions d'une équation de Dirac voit son spin varier d'une unité, tandis que le graviton passe d'un état de spin total 2 à un état de spin total 1, ou réciproquement.

Suivant un formalisme analogue à celui de la représentation des interactions entre photons et matière de M. Louis de Broglie (²), nous représenterons le système nucléon-graviton par l'équation

$$\frac{h}{2\pi i}\partial t\,\frac{1}{4}\left[\sum{}_{r}\,\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right]\chi_{i,i_1,i_2,i_3,i_4}=\left[\left(\frac{1}{4}\sum{}_{r}\,\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right)\mathrm{H}_{\mathrm{D}}+\mathcal{H}+\mathrm{H}_1\right]\chi_{i,i_1,i_2,i_3,i_4},$$

$\mathrm{H}_{\mathrm{D}}$ et $\mathcal{H}$ étant les opérateurs hamiltoniens du nucléon et du graviton et $\mathrm{H}_1$ un opérateur d'interaction de la forme

$$\mathrm{H}^{(1)}=[g(u_\alpha)_{i,m}(b^\alpha)_{i_1,\ldots,i_4;m_1,\ldots,m_4}+f(u_{\alpha\beta})_{i,m}(b^{\alpha\beta})_{i_1,\ldots,i_4;m_1,\ldots,m_4}]\,\delta(\vec{\mathrm{R}}-\vec{r}),$$

---

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

(²) *Une nouvelle théorie de la lumière*, Paris, 2, 1942, p. 70.

$g$ et $f$ étant deux constantes et en posant

$$\omega = \alpha_4; \qquad u^0 = -u_0 = \alpha_0 = 1; \qquad u^p = u_p = \alpha_p,$$
$$u^{0p} = -u_{0p} = i\alpha_p\alpha_4; \qquad u^{pq} = u_{pq} = i\alpha_p\alpha_q\alpha_4,$$

$$b^a = \frac{1}{4}\sum_{4}^{1}{}_r (-1)^{r+1}\omega_1\omega_2\ldots u_r^a\ldots\omega_4.$$

Nous considérons alors les transitions du système de l'état représenté par la fonction

$$(\chi_{lm})_{i,i_1,i_2,i_3,i_4} = \psi_i(\vec{k}_m)\,\Phi^{(2)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_l)$$

à l'état représenté par la fonction

$$(\chi_{l'm'})_{i,i_1,\ldots,i_4} = \psi_i(\vec{k}_{m'})\,\Phi^{(1)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_{l'})$$

correspondant aux états initiaux et finaux $\psi_i(\vec{k}_m)$, $\psi_i(\vec{k}_{m'})$ pour le nucléon et $\Phi^{(2)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_l)$, $\Phi^{(1)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_{l'})$ pour le graviton.

L'élément de matrice $H^{(1)}$ correspondant à cette transition s'écrira

$$H^{(1)}_{lm,l'm'} = \int_v \left\{ g(U_\alpha)_{m'm}\Phi^{(1)\star}_{\vec{k}_{l'}}\,b^\alpha\Phi^{(2)}_{\vec{k}_l} + f(U_{\alpha\beta})_{m'm}\Phi^{(1)\star}_{\vec{k}_{l'}}\,b^{\alpha\beta}\Phi^{(2)}_{\vec{k}_l} \right\} d\vec{r},$$

en posant

$$(U_a)_{m'm} = \psi^{\star\prime}_{\vec{k}_m}(u_a)\psi_{\vec{k}_m}.$$

D'autre part on voit également que

$$\Phi^{(1)\star}b^a\Phi^{(2)} = \frac{1}{2}\left[\varphi^\star_{i_3,i_4}(R'u^a)_{m_2m_4}(\alpha_4)_{i_3m_3}(\alpha_4)_{i_4m_1} + \varphi^\star_{i_2,i_2}(R'u^a)_{m_1m_3}(\alpha_4)_{i_1m_4}(\alpha_4)_{i_2m_2}\right]\Phi^{(2)}_{m_1,m_2,m_3,m_4}.$$

Or, à partir de la relation de Pauli,

$$\sum_{A=1}^{16}(\gamma^A)_{i_4m_1}(\gamma^A)_{i_2m_2} = 4\,\delta_{i_4m_2}\,\delta_{i_2m_1}$$

on déduit, en se bornant aux termes symétriques, la relation

$$(R'u_\alpha)^\star_{i_3i_4}(R'u^\alpha)_{m_4m_2} + (R'u_{\alpha\beta})^\star_{i_3i_4}(R'u^{\alpha\beta})_{m_4m_3} = 4(\alpha_4)_{i_3m_3}(\alpha_4)_{i_4m_4}$$

et par suite

$$\Phi^{(1)\star}b^a\Phi^{(2)} = \varphi^\star_{i_r,i_s}(R'u_\alpha)^\star_{i_ri_s}(R'u^a)_{m_qm_p}(R'u^\alpha)_{m_sm_r}\Phi^{(2)}_{m_p,m_q,m_r,m_s}$$
$$+\ \varphi^\star_{i_r,i_s}(R'u_{\alpha\beta})^\star_{i_ri_s}(R'u^a)_{m_qm_p}(R'u^{\alpha\beta})_{m_sm_r}\Phi^{(2)}_{m_p,m_q,m_r,m_s}.$$

Si nous définissons des ondes tensorielles par les combinaisons linéaires

$$\Phi^a = K(R'u^a)_{i_ri_s}\varphi_{i_ri_s}; \qquad \Phi^{a,b} = K'(R'u^a)_{i_q,i_p}(R'u^b)_{i_si_r}\Phi^{(2)}_{i_p,i_q,i_r,i_s},$$

l'expression précédente s'écrit

$$\Phi^{(1)\star}b^a\Phi^{(2)} = \frac{1}{KK'}\left[\Phi^\star_\alpha\Phi^{a,\alpha} + \Phi^\star_{\alpha\beta}\Phi^{a,\alpha\beta}\right].$$

Nous obtenons alors pour l'élément de matrice de $H^{(1)}$

$$\mathrm{H}^{(1)}_{lm,l'm'} = \frac{1}{\mathrm{KK}'}\int_{v}\Big\{ g(\mathrm{U}_{\alpha})_{m'm}\big[\Phi^{\star}_{\beta}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha,\beta}(\vec{k}_{l}) + \Phi^{\star}_{\beta\gamma}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha,\beta\gamma}(\vec{k}_{l})\big] + f(\mathrm{U}_{\alpha\beta})_{m'm}\big[\Phi^{\star}_{\gamma}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha\beta,\gamma}(\vec{k}_{l}) + \Phi^{\star}_{\gamma\delta}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha,\gamma\delta}(\vec{k}_{l})\big]\Big\}\, d\vec{r}.$$

ÉLASTICITÉ. — *Sur l'instabilité d'une tige élastique par torsion ou par flexion.* Note de M. **Jean Mandel**, présentée par M. Albert Caquot.

Soit une tige d'axe $Oz$, d'un bout à l'autre de laquelle la section droite reste homothétique à elle-même. $I_x$ et $I_y$ étant les deux moments d'inertie centraux d'une section, désignons par

$$A = EI_x, \qquad B = EI_y \qquad \text{(E, module de Young)}$$

les quantités qui caractérisent la rigidité à la flexion, par C la quantité analogue qui caractérise la rigidité à la torsion. Les quantités A, B, C sont fonctions de l'abscisse $s$ d'une section, mais restent proportionnelles entre elles.

1° *Torsion.* — Nous supposons qu'à une de ses extrémités P la tige peut tourner autour d'un axe d'articulation coïncidant avec un axe central d'inertie de la section extrême. A l'autre extrémité Q, on applique un couple G réalisé par deux forces égales et opposées appliquées en deux points symétriques de l'un des axes centraux de la section Q. Le couple est donc perpendiculaire à un axe central de Q, et, à l'équilibre, à un axe central de P. Dans ces conditions la forme rectiligne cesse d'être stable pour

$$G = n\frac{\pi}{2} : \int_{P}^{Q}\sqrt{\frac{(C-A)(C-B)}{AB}}\,\frac{ds}{C};$$

$n = 1$, si les axes centraux, auquel G est orthogonal, sont initialement orthogonaux;
$n = 2$, si ces axes sont initialement parallèles.

Il n'y a instabilité possible que si C n'est pas compris entre A et B.

2° *Flexion.* — Le couple G est maintenant dirigé suivant la direction principale $Ox$. Aux deux extrémités P et Q, nous supposons les tangentes à la fibre moyenne astreintes à rester perpendiculaires à $Ox$, tandis que les sections P et Q peuvent tourner librement autour de ces tangentes. Dans ces conditions, la tige, d'abord fléchie dans le plan $yOz$, subit, par rapport à ce plan, une déviation accompagnée d'une torsion, lorsque

$$G = n\pi : \int_{P}^{Q}\sqrt{\frac{(A-B)(A-C)}{BC}}\,\frac{ds}{A},$$

$n = 1$ si le déplacement relatif de P et Q parallèlement à $Ox$ est permis;
$n = 2$ dans le cas contraire, sous la condition que la tige soit symétrique par rapport à son milieu.

Il n'y a instabilité possible que si A n'est pas compris entre B et C.

Qu'il s'agisse de la torsion ou de la flexion, d'autres types de liaisons conduisent à des résultats différents, mais qui ne peuvent être résumés dans une formule simple, sauf dans des cas particuliers déjà connus (torsion avec $A = B$, cas traité dans une Communication antérieure, flexion avec A beaucoup plus grand que B et C).

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur l'hystérésis mécanique ou frottement interne.* Note de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Les lois énoncées dans deux Communications antérieures [1] permettent de calculer la perte d'énergie par cycle dans la substance d'une éprouvette soumise à une déformation sinusoïdale quand on connaît l'amplitude $\theta$ et la période $T = 2\pi/\omega$.

Supposons par exemple qu'il s'agisse de la torsion alternative d'amplitude $\theta$ d'une éprouvette cylindrique de rayon R, de hauteur $h$ et de volume V. La perte d'énergie totale $\Sigma$ pendant un cycle est la somme de deux termes :

1° une perte d'énergie par plasticité, de la forme

$$\boxed{\Delta W_p = A\theta^4 + B\theta^6,}$$

A et B étant des coefficients qui peuvent se déduire de la courbe de première torsion;

2° une perte d'énergie par viscosité, de la forme

$$\boxed{\Delta W_v = \frac{\pi}{2} V \frac{\theta^2}{h^2} R^2 \int_0^\infty G'(\lambda) \frac{\lambda\omega}{\lambda^2 + \omega^2} d\lambda,}$$

$G(\lambda)$ étant une fonction caractéristique de la matière de l'éprouvette. Cette fonction se retrouvant dans de nombreux problèmes où intervient la viscosité, nous l'appellerons *fonction caractéristique de viscosité*. Elle se définit par l'intégrale

$$G(\lambda) = \frac{1}{V} \iiint_{\frac{G}{\varphi} < \lambda} G.dV,$$

dans laquelle G est le module de Coulomb local de l'élément de volume $dV$, et $\varphi$ le coefficient local défini dans une Note antérieure [2].

Par rapport à la période $T = 2\pi/\omega$, le terme $\Delta W_v$ se présente donc comme une somme de termes de la forme $\theta^2[bT/(a^2 + T^2)]$. Nous noterons que $\Delta W_v$ tend par conséquent vers zéro pour $T = 0$ et pour $T = \infty$.

Si les oscillations sont suffisamment rapides, nous pouvons écrire le

(1) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 241; 216, 1943, p. 195.

(2) *Ibid.*, 216, 1943, p. 195.

développement

$$\Delta W_v = \theta^2(lT - mT^3 + \ldots)$$

et, par suite, la formule finale

$$\boxed{\Sigma = \Delta W_p + \Delta W_v = A\theta^4 + B\theta^6 + \theta^2(lT - mT^3 + \ldots).}$$

L'expérience semble vérifier cette formule. En effet :

1° Lorsque la période est constante et l'amplitude faible, $\Sigma$ est bien proportionnel au carré de l'amplitude, comme le prouve la constance du décrément d'un pendule de Coulomb.

2° De remarquables expériences *à amplitude constante* faites par Tomlinson (*Phil. Trans.*, 1886) lui ont permis d'établir dans ce cas la formule empirique

$$\Sigma = a + bT - cT^2,$$

confirmée depuis par d'autres expérimentateurs. Or la théorie actuelle nous conduit à écrire

$$\Sigma = a + bT - dT^3.$$

Compte tenu de la précision des expériences, ces deux formules sont pratiquement équivalentes, le terme $cT^2$ n'étant qu'un *terme correctif* destiné à tenir compte du fait que, au voisinage de l'origine, la concavité de la courbe $\Sigma(T)$ est dirigée vers le bas.

3° Enfin, dans le cas des métaux du type non visqueux, à l'intérieur du domaine de fatigue, et pour des déformations suffisamment rapides, la formule $\Sigma = A\theta^4 + B\theta^6$ est susceptible d'une vérification satisfaisante.

Nous noterons que le *décrément limite* de viscosité dans le cas d'oscillations libres s'écrit

$$\delta_v = \frac{\Delta W_v}{2.W} = \frac{\pi}{G(\infty)} \int_0^\infty G'(\lambda)\, \frac{\lambda\omega}{\lambda^2 + \omega^2}\, d\lambda.$$

Il peut donc se calculer si l'on suppose connue la *fonction caractéristique de viscosité* $G(\lambda)$. Inversement, si nous pouvions mesurer avec une précision suffisante les variations du décrément limite $\delta_v$ en fonction de la période $T = 2\pi/\omega$, il serait théoriquement possible d'en déduire la fonction $G'(\lambda)$ par la solution d'une *équation intégrale linéaire de Fredholm* de première espèce ayant pour noyau la fonction symétrique $\lambda\omega/(\lambda^2 + \omega^2)$.

Entre le décrément limite $\delta$ des oscillations de torsion et le décrément limite $\delta'$ des oscillations de flexion, on a la relation

$$\boxed{\frac{2}{3} < \frac{\delta'}{\delta} < \frac{3}{2}.}$$

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la polarisation de la couronne solaire.* Note de M. **Émile Argence**, présentée par M. Charles Fabry.

1. A la suite de mesures de polarisation de la couronne, différents auteurs, notamment J. Dufay et H. Grouiller (1), ont été conduits à envisager comme possible l'existence, dans la couronne, d'électrons expulsés radialement et animés de grandes vitesses. Une conclusion analogue a été formulée par différents théoriciens de l'aurore boréale, en particulier C. Störmer (2), A. Dauvillier (3) et plus récemment H. Alfvèn (4).

2. Nous avons repris la théorie de la polarisation de la couronne de M. Minnaërt (5) et S. Baumbach (6), en envisageant deux cas possibles :

*a*. cas où le courant d'électrons est parallèle au champ électrique de l'onde lumineuse incidente;

*b*. cas d'une distribution sphérique des vitesses.

Dans la présente Note nous envisagerons le premier cas.

3. La théorie électromagnétique classique conduit alors à la formule suivante, généralisant celle de Rayleigh-Thomson, qui donne, en fonction de l'angle de diffusion $\alpha$, le rapport $\sigma(\alpha)$ entre l'intensité lumineuse diffusée par un électron et l'éclairement incident (coefficient de diffusion) :

$$\sigma(\alpha) = \frac{1}{2}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \left\{1 + \left(\frac{v}{c}\right)^2 + \cos^2\alpha\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]\right\}.$$

$v$ désigne la vitesse de l'électron, $c$ celle de la lumière, $m$ la masse de l'électron à la vitesse $v$ et $e$ sa charge.

Nous avons pris pour expression de la densité électronique en fonction de la distance $r$ au centre du Soleil, la formule de S. Baumbach (7), résultant de la discussion de l'ensemble des mesures photométriques,

$$N(r) = 10^8\left(\frac{0,036}{r^{\frac{3}{2}}} + \frac{1,55}{r^6} + \frac{2,99}{r^{16}}\right).$$

Nous obtenons ainsi, pour expression du degré de polarisation de la couronne

(1) *Journal de Physique*, 7, 1936, p. 481.
(2) *Comptes rendus*, 152, 1911, p. 425.
(3) *Revue générale de l'Électricité*, 31, 1932, pp. 303, 443, 477.
(4) *Zeits. Physik*, 105, 1937, p. 633.
(5) *Zeits. Astrophysik*, 1, 1930, p. 209.
(6) *Astronomische Nachrichten*, 167, 1938, p. 276.
(7) *Astronomische Nachrichten*, 263, 1937, p. 121.

totale,

$$P = \frac{I_t - I_r}{I_t + I_r} = \frac{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right] \int_0^{\pi} R(A + \beta B) N(\psi, R)\, d\psi}{\left\{ \begin{array}{l} 2\int_0^{\pi} R(C + \beta D) \frac{N(\psi, R)}{\sin^2\psi}\, d\psi + 2\left(\frac{v}{c}\right)^2 R \int_0^{\pi} F(\psi) \frac{N(\psi, R)}{\sin^2\psi}\, d\psi \\ -\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right] \int_0^{\pi} R(A + \beta B) N(\psi, R)\, d\psi \end{array} \right\}},$$

où $I_r$ et $I_t$ désignent respectivement les intensités des vibrations radiale et tangentielle, R la distance de la partie considérée de la couronne au centre du Soleil, exprimée en rayon solaire, $\psi$ l'angle : centre du Soleil-élément considéré de la couronne-observateur. A, B, C et D sont quatre fonctions de $\psi$ calculées par Minnaërt [8], et $F(\psi)$ une nouvelle fonction ayant pour expression, en se limitant aux quatre premiers termes du développement,

$$F(\psi) = \frac{\sin^4\psi}{4R^4} + \frac{\sin^6\psi}{12R^6} + \frac{3\sin^8\psi}{64R^8} + \frac{\sin^{10}\psi}{32R^{10}} + \beta\left(\frac{2\sin^4\psi}{15R^4} + \frac{4\sin^6\psi}{105R^6} + \frac{6\sin^8\psi}{315R^8} + \frac{8\sin^{10}\psi}{693R^{10}}\right),$$

et $\beta$ le coefficient d'obscurcissement des bords solaires, donné par la loi [6]

$$B_v(0) = \frac{B(0)}{1 + \beta}(1 + \beta\cos\theta).$$

4. Nous avons calculé, pour les valeurs de R, 1; 1,1; 1,2; ...; 2; 3 et pour $\beta = 4$, qui correspond à la longueur d'onde λ 4300 Å, les différentes valeurs du degré de polarisation, en supposant successivement $v/c = 1/2$, $v/c = 2/3$. Nous résumons les résultats obtenus dans le tableau ci-dessous.

| R. | P. $v/c = 0.$ | 1/2. | 2/3. |
|---|---|---|---|
| 1 | 0,199 | 0,104 | 0,062 |
| 1,5 | 0,514 | 0,296 | 0,186 |
| 2 | 0,549 | 0,336 | 0,216 |
| 3 | 0,549 | 0,346 | 0,218 |

Les calculs effectués avec $\beta = 1,5$ (5700 Å) conduisent à 2/10 près au même degré de polarisation. La polarisation est donc à peu près indépendante de la longueur d'onde, conformément aux mesures de Dufay et Grouiller. D'autre part, dans l'hypothèse envisagée d'un courant d'électrons parallèle au champ électrique de l'onde incidente, les mesures de Dufay et Grouiller et celles de J. Johnson [8] semblent indiquer un ordre de grandeur des vitesses de 150000 km/sec. Mais une détermination précise des vitesses est impossible, étant donné que la diffusion de la lumière par le ciel au voisinage du Soleil, lors de l'éclipse, joue un rôle important.

---

(8) *Publications Astronomical Society Pacific*, 46, 1934, p. 226.

ASTRONOMIE. — *Sur l'existence d'un coefficient cylindrique dans la magnitude absolue de l'astéroïde* (433) *Eros*. Note ([1]) de M. **Charles Cailliatte**, présentée par M. Charles Fabry.

La discussion de toutes les observations photométriques d'Eros que nous avons pu réunir, de 1901 à 1938, nous a prouvé que cette planète se comportait comme un corps cylindrique, analogue à un cigare. Pour 1937-1938, en particulier, nous avons eu à notre disposition une très longue suite d'observations homogènes dues à Beyer ([2]). Nous avons repris sa discussion en tenant compte de la forme spéciale de la planète. Il est clair que, si un astre s'écarte fortement de la forme de l'ellipsoïde de Mac-Laurin, la formule classique de réduction de la magnitude apparente deviendra erronée. Pour une planète quelconque, on peut écrire

$$m = g + 5\log(r\rho), \tag{1}$$

formule où $r$ et $\rho$ sont les distances de l'astre au Soleil et à la Terre au moment de l'observation, $m$ sa magnitude apparente au moment de l'observation et $g$ sa magnitude réduite à $r = \rho = 1$.

Si l'astre est sphérique, on a

$$g = g_0 + \gamma\Phi, \tag{2}$$

où $g_0$ est la magnitude *absolue*, ou magnitude réduite à $r = \rho = 1$, $\Phi = 0$, et $\gamma$ le coefficient de phase, c'est-à-dire l'accroissement de $g$ correspondant à un acroissement de $1^\circ$ de l'angle de phase $\Phi$. Si l'astre est à peu près sphérique, la magnitude $g$ doit suivre à très peu près la formule linéaire (2). Si, au contraire, l'astre peut être assimilé à une barre, la formule (2) ne sera plus qu'une approximation insuffisante, la variation de $g$ dépendra, non seulement de celle de $\Phi$, mais de celle des déclinaisons astrocentriques D du Soleil et de la Terre. La différence entre les $g$ déduits des observations pour (1), et ceux calculés par (2), ne paraîtra pas alors dépendre de l'angle de phase.

Nous avons remarqué qu'il était impossible de représenter la courbe de $g$ d'Eros par la formule (2) et que d'une opposition à l'autre on devait changer le coefficient de phase $\gamma$ pour obtenir une représentation approximative de la variation de $g$, ce qui avait fait supposer que $\gamma$ variait avec la phase. Nous avons donc cherché à représenter la magnitude en tenant compte de la forme d'Eros et avons écrit

$$g = g_0 + \gamma_1\Phi + \gamma_2 D_\odot + \gamma_3 D_♁.$$

Les équations de condition, traitées par les moindres carrés, nous ont donné

([1]) Séance du 3 novembre 1943.

([2]) *Astronomische Nachrichten*, **267**, 1938, p. 47.

un *coefficient cylindrique*

$$\gamma_2 = -\gamma_3.$$

Les écarts constatés sont donc, comme nous l'avions trouvé théoriquement, fonction de la variation de la différence $(D_\odot - D_♂)$ [3], et cette fonction est paire, c'est-à-dire qne l'on a

$$(D_\odot - D_♂) = f[-(D_\odot - D_♂)].$$

Il en résulte

$$(3) \qquad g = g_0 + \gamma_1 \Phi + \gamma_2 |D_\odot - ♂|,$$

soit

$$g = 10^{m},75 - 0^{m},0210\Phi - 0^{m},0067 |D_\odot - D_♂|,$$

où $D_\odot - D_♂$ est évalué, comme $\Phi$, en degrés. Il y a lieu de remarquer que $\gamma_2$ n'est pas très petit par rapport à $\gamma_1$, ce qui vérifie notre explication théorique.

Représentation des observations. — *Opposition de* 1921. — Un petit nombre d'observations, de Bernewitz [4]. Les formules (1) et (2) nous donnaient $g_0 = 11^{m}$, $\gamma = 0^{m},012$. Valeurs extrêmes de $g$, $11^{m},10$ et $11^{m},37$.

$\Phi$ varie entre 12° et 28°, et $D_\odot - D_♂$ entre 20° et 3°, en décroissant continuellement; c'est pour cette raison que $\gamma_1$ est plus grand que $\gamma$.

*Opposition de* 1930-1931. — Peu d'observations, assez discordantes ($\gamma = 0^{m},024$).

*Opposition de* 1937-1938. — Longue série de Beyer, qui avait obtenu

$$g_0 = 10^{m},75, \qquad \gamma = 0^{m},022.$$

Valeurs extrêmes de $g$, $11^{m},45$ et $12^{m},02$.

$\Phi$ varie entre 31° et 52°, $D_\odot - D_♂$ entre 2° et 35°, mais la variation change de signe, aussi $\gamma$ et $\gamma_1$ sont très voisins. Le tableau suivant donne, pour des dates équidistantes, les résidus O — C relatifs aux trois oppositions considérées.

| Date. | O — C. | Date. | O — C. | Date. | O — C. |
|---|---|---|---|---|---|
| | m | | m | | m |
| 1921. Juil. 31... | −0,09 | 1931. Jan. 7... | +0,05 | 1937. Déc. 30... | −0,01 |
| Août 10. | −0,03 | 17... | +0,13 | 1938. Janv. 9... | +0,04 |
| 20... | 0,00 | 27... | +0,10 | 19... | +0,04 |
| 30... | +0,01 | Fév. 6... | −0,02 | 29... | +0,05 |
| Sept. 9... | +0,01 | 16... | −0,07 | Fév. 8... | −0,01 |
| 19... | −0,04 | 26... | −0,03 | 18... | −0,03 |
| 29... | −0,09 | 1937. Nov. 10... | +0,05 | 28... | −0,06 |
| Oct. 9... | −0,07 | 20... | −0,03 | Mars 10... | −0,03 |
| 1930. Déc. 8... | −0,10 | 30... | −0,02 | 20... | −0,01 |
| 18... | −0,02 | Déc, 10... | −0,04 | 30... | +0,02 |
| 28... | +0,05 | 20... | −0,02 | | |

[3] $D_\odot - D_♂$ est évidemment toujours compris entre $+\Phi$ et $-\Phi$.

[4] *Astronomische Nachrichten*, **218**, 1922, p. 41.

ÉLECTRICITÉ. — *Mesures d'impédances aux fréquences très élevées.* Note de M. **Jean Benoit**, présentée par M. Aimé Cotton.

Soit une ligne à faibles pertes, couplée convenablement à un oscillateur et ayant les caractéristiques suivantes : longueur $l$ variable; surtension Q; impédance itérative $Z_c$; constante de propagation $P=\beta+j\alpha$ avec $\beta=\pi\varphi/\lambda$, $\alpha=2\pi/\lambda$, $\varphi=1/Q$; $\lambda$ longueur d'onde le long de la ligne. Supposons cette ligne terminée par une impédance inconnue, que nous écrirons sous la forme $Z'=Z_c\times(A+jB)$ et qu'il s'agit de mesurer. D'après une formule connue, l'impédance d'entrée de la ligne est $Z=Z_c(Z_c \operatorname{th} Pl+Z')/(Z_c+Z' \operatorname{th} Pl)$, fonction de A, B et de $t=\operatorname{tg}\alpha l$ et $\theta=\operatorname{th}\beta l$. On trouve que $Z_c$ est réel lorsque

$$(1) \qquad Bt^2+(A^2+B^2-1)t-B=0,$$

$$(2) \qquad |Z_L|^2-\frac{1+A^2+B^2+4A\beta L}{A+\beta L(1+A^2+B^2)}\times|Z_L|+1=0,$$

L et $|Z_L|$ désignant respectivement les valeurs de $l$ et du module de Z lorsque $Z_c$ est réel.

En posant

$$(3) \qquad F_1=\frac{1-t^2}{t},$$

$$(4) \qquad F_2=2\left(\frac{1+\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|^2}{2\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|}-2\beta L\right):\left(1-2\frac{1+\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|^2}{2\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|}\beta L\right),$$

on déduit de (1) et (2)

$$(5) \qquad A^2+B^2-F_1B-1=0, \qquad A^2+B^2-F_2A+1=0,$$

qui montrent que l'affixe de $A+jB$ est à l'intersection de deux cercles orthogonaux faciles à construire connaissant $F_1$ et $F_2$. L'ambiguïté sur le choix du point sera en général facile à lever d'après la nature de l'impédance mesurée. Pour avoir Z', il suffira de multiplier A et B par $Z_c$ (qui est calculable d'après les dimensions géométriques de la ligne).

Pour obtenir A et B, il suffit donc de pouvoir déduire $F_1$ et $F_2$ de données expérimentales. Celles-ci seront : la longueur L de la ligne et le courant I traversant son entrée au moment où ce courant est maximum, ainsi que les mêmes grandeurs $L_0$ et $I_0$ mesurées en court-circuitant l'impédance étudiée. Un calcul trop long pour être reproduit ici permet en effet d'établir que, pour se mettre dans les conditions où $Z_c$ est réel, il suffit de se placer en un minimum de $|Z|$, c'est-à-dire en un maximum du courant d'entrée. Cette propriété n'est d'ailleurs exacte avec une approximation suffisante que si $A+jB$ est tel que $B\leq 0$, ou bien s'il se trouve à l'intérieur d'un cercle $A^2+B^2-pB+1=0$ ($p$ dépendant de la précision avec laquelle on mesure les longueurs L). Étant

donnée une impédance Z′ on pourra toujours, après un premier essai, choisir $Z_c$ pour que $A+jB$ soit dans la zone permise.

Dès lors (3) donne $F_1=2\,\text{cotg}\,4\pi L/\lambda$. D'autre part on démontre que $|Z_L/Z_c|=K\pi\varphi/2\ I_0/I$ (K étant le rang de la résonance utilisée). On peut poser $\text{th}\,b=K\pi\varphi/2\ I_0/I$ et $\text{th}\,c=2\pi\varphi\,L/\lambda$, car $|Z_L/Z_c|<1$ et $2\pi\varphi\,L/\lambda$ sont toujours très petits si la surtension est suffisante. Par suite, $F_2=2\coth(2b-c)$. $F_1$ et $F_2$ sont donc bien calculables à partir des données expérimentales.

La méthode qui vient d'être exposée permet donc la mesure d'une impédance quelles que soient les grandeurs de A et de B. Nous l'avons appliquée à l'étude des indices de réfraction et d'extinction des diélectriques, en constituant l'impédance Z′ par une portion très courte (en général égale à $\lambda/20$) de ligne coaxiale remplie par le diélectrique et prolongeant la ligne de mesure. Ce dispositif a, entre autres avantages, celui de ne nécessiter qu'un très faible volume de diélectrique, tout en ayant une bonne précision. *Grâce à la méthode de calcul décrite plus haut, il peut être appliqué à la mesure des indices de réfraction et d'extinction même pour de grandes valeurs de ce dernier.*

Des abaques, utilisables quelles que soient la longueur d'onde et les caractéristiques de la ligne de mesure, permettent de passer facilement des grandeurs A, B aux indices.

ÉLECTROACOUSTIQUE. — *Sur un amplificateur à sensibilité logarithmique.* Note de M. **Pierre Chavasse**, présentée par M. Camille Gutton.

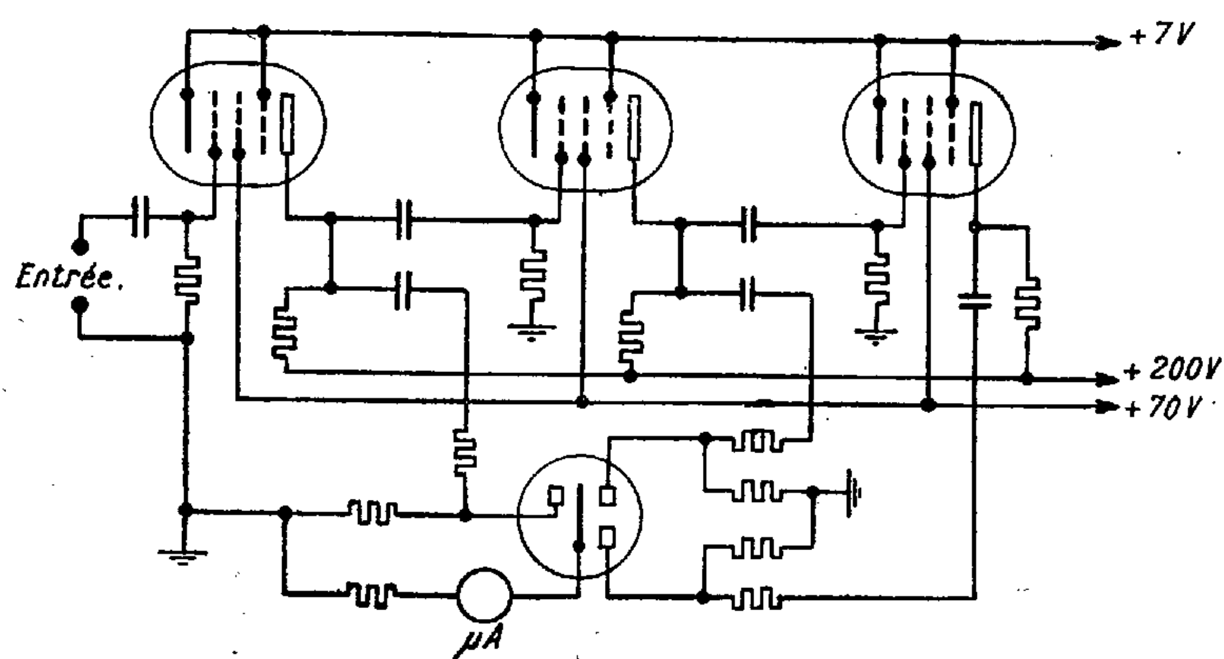
Les mesures électroacoustiques, qui doivent tenir compte de la sensibilité logarithmique de l'oreille, ainsi que du caractère logarithmique des paramètres caractérisant la propagation des courants sur les circuits ou de la décroissance du son dans les salles, conduisent à créer un appareillage à sensibilité logarithmique. De tels systèmes ont été réalisés dans divers laboratoires : beaucoup reposent sur une réaction électromécanique entre la sortie et un point déterminé de l'amplificateur où se trouve un potentiomètre de commande : tel est l'appareil de Neumann. Ils ont, en général, une constante de temps appréciable qui les rend impropres à la mesure des phénomènes rapides.

Un autre principe, mentionné par Hunt [1], a été mis au point et considérablement étendu dans un appareil réalisé et couramment utilisé par la Direction des Recherches et du Contrôle Techniques des P. T. T. Il consiste à recourir à des lampes à caractéristique partiellement exponentielle. On utilise leurs parties linéaires pour l'amplification des faibles tensions transmises aux étages suivants et l'on découpe les parties satisfaisant à l'équation

$$\Delta i_p=-k\log(\Delta u_g+1)$$

(1) *Review of scientific Instrument*, 4, 1933, p. 672.

et intéressant les variations plus importantes. Les tensions correspondant à ces dernières commandent le fonctionnement d'une diode, à raison d'une diode par étage. Le découpage est opéré par une polarisation convenable des plaques et des grilles des étages d'amplification et des diodes. Cette polarisation, qui varie d'étage en étage, comprend une partie statique permanente et une partie




*Voltmètre amplificateur logarithmique.*
*Schéma de principe.*

variable selon la tension alternative appliquée à l'entrée du système. La première sert à placer le point de fonctionnement moyen de chaque lampe dans la zone convenable de la caractéristique; le deuxième, résultant des amplifications successives par les divers étages et de la détection des tensions alternatives, commande réellement les modifications des potentiels de grille en cours de fonctionnement. Suivant que la tension appliquée à un étage est petite, moyenne ou forte, elle est : *a*. amplifiée linéairement et transmise à l'étage suivant; ou *b*. amplifiée et détectée suivant la loi logarithmique (résultant des conditions de fonctionnement de la lampe); ou *c*. arrêtée par un blocage dû à la polarisation excessive de la grille de cette lampe. Les tensions (*a*) n'ont aucune action sur les diodes; seules les tensions moyennes (*b*) pondérées logarithmiquement par une des triodes sont enregistrées par la diode associée.

Les circuits de plaque des diverses diodes sont réunis à un même microampèremètre qui additionne les courants correspondants : les déviations de ce dernier sont donc proportionnelles au logarithme de la tension d'entrée. On peut admettre une variation utile de 20 db par étage. Dans l'appareil de la D. R. C. T., trois étages donnent une marge d'utilisation de 60 db par lecture directe grâce à un préamplificateur linéaire et à des cellules d'affaiblissement, ses tensions limites mesurables sont comprises entre 20 $\mu$V et 120 V. Sa sensibilité est indépendante de la fréquence entre 16 et 10 000 p : s. La constante de temps (abstraction faite de celle du microampèremètre gradué directement en db (qu'on peut remplacer par un oscillographe) est inférieure à $10^{-3}$ s.

Le schéma général en est donné par la figure ci-contre, dans laquelle les trois triodes ont été remplacées par une triple diode.

Cet appareil fait partie du dispositif d'enregistrement automatique des caractéristiques électroacoustiques des systèmes émetteurs, récepteurs et transmetteurs de la D. R. C. T. (²) : il est aussi utilisé avec l'appareil de mesure des temps de réverbération décrit antérieurement (³).

ONDES HERTZIENNES. — *Sur le théorème de réciprocité en ondes hertziennes.* Note de MM. **Henri Gutton** et **Jean Ortusi**, présentée par M. Camille Gutton.

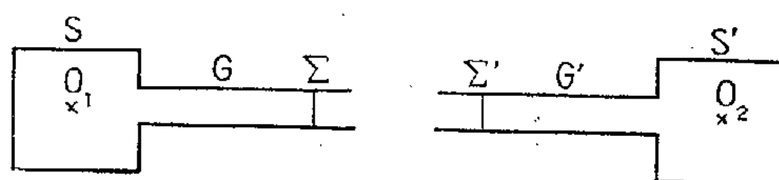
Lorentz démontra en 1895 (¹) la relation qui existe en chaque point de l'espace entre les vecteurs électriques et magnétiques appartenant à deux champs électromagnétiques d'indices 1 et 2. Cette relation s'écrit :

$$\text{div}(E_2 \wedge H_1) = \text{div}(E_1 \wedge H_2). \qquad (1)$$

Cette condition suppose, en chaque point de l'espace, l'existence d'une constante diélectrique, d'une perméabilité magnétique et d'une conductibilité définies.

Lorentz démontra par cette relation la réciprocité des champs électriques créés par deux doublets de Hertz. Sommerfeld en 1925 (²) étendit la démonstration à deux antennes de la radiotélégraphie, Carson en 1929 (*Bell. Syst. Techn. Journ.*, juillet 1924, et *Proc. of Inst. of Rad. Eng.*, juin 1929) montra que le raisonnement de Sommerfeld était en défaut et que le théorème de réciprocité de lord Rayleigh, qui s'applique aux champs quasi stationnaires, pouvait être étendu aux champs électromagnétiques.

Carson en déduit que, si une force électromotrice est appliquée à une antenne de transmission $A_1$ et qu'il en résulte un courant dans une antenne de réception $A_2$, un courant égal en amplitude et en phase est provoqué dans l'antenne $A_1$, par l'application d'une force électromotrice égale appliquée à l'antenne $A_2$.




Nous chercherons quel est l'énoncé du théorème de réciprocité que l'on peut déduire de la relation de Lorentz dans le cas très général où deux sources $O_1$

(²) *Comptes rendus*, **216**, 1938, p. 722.
(³) *Ibid.*, **207**, 1938, p. 279.

(¹) H. A. Lorentz, *Amst. Akad. van Wetenshaffen*, **4**, 1895, p. 176.
(²) Sommerfeld, *Zeits. für Hochfrequenztechnik*, **26**, 1925, p. 93.

et $O_2$ rayonnent par l'intermédiaire d'un guide électromagnétique de nature quelconque.

Les sources $O_1$ et $O_2$, ne rayonnant pas directement, peuvent être considérées comme enfermées respectivement dans deux boîtes conductrices, S et S', ces boîtes communiquant avec le milieu extérieur par l'intermédiaire de guides G et G'.

Intégrons la relation de Lorentz dans le volume limité d'une part par une sphère de rayon infiniment grand, d'autre part par les surfaces extérieures S et S' des boîtes, G et G' des guides et des sections droites Σ et Σ' de chacun des guides. L'intégrale de volume est égale au flux du vecteur à travers la surface limitant le volume. Sur la sphère de rayon infini, les flux des deux vecteurs $E_2 \wedge H_1$ et $E_1 \wedge H_2$ sont égaux. Sur les surfaces conductrices S et S', les vecteurs électriques sont normaux; le flux des deux vecteurs est donc nul. L'équation est ainsi réduite à

$$(2) \qquad \int_{\Sigma+\Sigma'} (E_2 \wedge H_1)_n \, d\sigma = \int_{\Sigma+\Sigma'} (E_1 \wedge H_2)_n \, d\sigma.$$

Désignons par une lettre majuscule les champs émis à travers les surfaces Σ et Σ', par une lettre minuscule les champs reçus. Nous supposerons que, à l'émission et à la réception, les ondes qui traversent la surface Σ sont du même type et polarisées de la même façon. Nous ferons la même restriction pour les ondes qui traversent Σ'. Les deux types d'onde circulant dans chacun des guides G et G' peuvent être cependant très différents, la section droite de G' peut être très différente de celle de G au point de vue forme et dimension. Il en résulte que

$$(3) \qquad \frac{|e_2|}{|E_1|} = \frac{|h_2|}{|H_1|} = \sqrt{\frac{w_2}{W_1}} \quad \text{et} \quad \frac{|e_1|}{|E_2|} = \frac{|h_1|}{|H_2|} = \sqrt{\frac{w_1}{W_2}},$$

en désignant par $w$ et W les puissances qui traversent à la réception et à l'émission les surfaces Σ et Σ'; les indices correspondent aux champs 1 et 2.

Nous pouvons choisir les surfaces Σ et Σ' à l'intérieur des guides pour que, à tous les instants, les champs 1 et 2 émis à travers chacune de ces surfaces soient en phase.

$$(4) \qquad \begin{cases} E_1 = |E_1| \cos\omega t, & H_1 = |H_1| \cos\omega t, \\ E_2 = |E_2| \cos\omega t, & H_2 = |H_2| \cos\omega t, \\ e_1 = |e_1| \cos(\omega t + \psi_1), & h_1 = |h_1| \cos(\omega t + \psi_1), \\ e_2 = |e_2| \cos(\omega t + \psi_2); & h_2 = |h_2| \cos(\omega t + \psi_2); \end{cases}$$

$\psi_1$ et $\psi_2$ représentent les angles de phase correspondant au trajet de l'onde 1 entre Σ et Σ' et de l'onde 2 entre Σ' et Σ.

L'équation (2) peut s'écrire

$$(5) \qquad \int_{\Sigma} (e_2 \wedge H_1)_n \, d\sigma + \int_{\Sigma'} (E_2 \wedge h_1)_n \, d\sigma = \int_{\Sigma} (E_1 \wedge h_2)_n \, d\sigma + \int_{\Sigma'} (e_1 \wedge H_2)_n \, d\sigma.$$

La théorie des guides montre que les composantes transversales des vecteurs électriques et magnétiques sont rectangulaires et proportionnelles entre elles; en tenant compte de cette remarque et des conditions (3) et (4), l'équation (5) devient

$$(6) \qquad -\sqrt{W_1 w_2}\cos\omega t\cos(\omega t+\psi_2)+\sqrt{W_2 w_1}\cos\omega t\cos(\omega t+\psi_1)=0.$$

Cette équation doit être vérifiée quel que soit le temps, il en résulte que

$$\boxed{\psi_1=\psi_2} \qquad \text{et} \qquad \boxed{\frac{W_1}{w_1}=\frac{W_2}{w_2}};$$

d'où les deux théorèmes suivants :

1° Le temps mis par une onde hertzienne pour parcourir la distance qui sépare $\Sigma$ de $\Sigma'$ est égal au temps que met l'onde à franchir la distance qui sépare $\Sigma'$ de $\Sigma$, quels que soient les obstacles interposés, à condition qu'il existe dans tout le milieu une constante diélectrique, une perméabilité magnétique et une conductibilité électrique définies.

2° Dans les mêmes conditions, le rapport de la puissance reçue à la puissance émise reste le même lorsqu'on permute le rôle des deux appareils.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur le rendement des tubes électroniques à commande par modulation de vitesse et à groupement par glissement.* Note de M. **Robert Warnecke**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Dans les théories publiées antérieurement à celle que nous avons développée avec J. Bernier au début de 1942 ([1]) relativement aux tubes électroniques à modulation de vitesse et à groupement par glissement, il n'avait été tenu compte que très incomplètement des effets des angles de transit des électrons à travers les organes servant de rassembleur d'électrons et de collecteur d'énergie H. F. ([2]).

Bien que l'étude en question n'ait pu être effectuée qu'avec des hypothèses quelque peu restrictives ([3]), deux des résultats auxquels elle conduit sont

([1]) R. Warnecke et J. Bernier, *Revue générale de l'Électricité*, 51, 1942, pp. 43 et 117; *Erratum*, 52, 1943, p. 320.

([2]) La signification de ces termes techniques est indiquée dans l'article publié par l'auteur dans le *Bulletin de la Société française des Électriciens* de juin 1942.

([3]) Les principales de ces hypothèses sont les suivantes : les effets de la charge d'espace sont partout négligeables; le rassembleur et le collecteur contiennent des champs H. F. qui sont strictement limités par des électrodes équipotentielles et perméables aux électrons; le faisceau électronique (rectiligne) traverse ces champs parallèlement aux lignes de force des champs électriques; les champs agissant sur les électrons sont assimilables à des champs électrostatiques variant dans le temps; la profondeur de la modulation de vitesse est faible et l'angle de transit des électrons dans le rassembleur est petit.

extrêmement importants et doivent être mis en évidence; ce sont les suivants :

*a. Lorsque l'angle de transit des électrons dans le collecteur* ([4]) $\theta_2 = \omega h_2/v_0$ *a une valeur appréciable, la valeur optimum du rendement d'échange d'énergie* $\eta$ *entre le faisceau électronique modulé par contrôle de vitesse et le champ* H. F. *du collecteur s'obtient pour une valeur de* $U_2/U_0$ *qui est supérieure à l'unité, tout en étant inférieure à celle qui correspond à une réflexion d'électrons dans le champ du collecteur.*

*b. Malgré cela, le rendement en question ne peut dépasser la valeur* 0,58, *valeur que l'on trouve dans le cas le plus favorable avec l'hypothèse* $\theta_2 = 0$ *et* $U_2/U_0 = 1$.

La théorie citée donne en effet, dans le cas d'une modulation de vitesse sinusoïdale de très faible amplitude ($\delta \ll 1$), pour la phase optimum entre le courant induit et la tension aux bornes du collecteur et, par exemple, pour le groupement le plus accentué que peut produire la modulation de vitesse sinusoïdale (groupement caractérisé par un facteur $\omega l\delta/v_0 = 1,84$) :

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $\theta_2$ | 0 | 1 | $\pi/2$ | $3\pi/4$ | $\pi$ |
| $(U_2/U_0)_{opt}$ | 1 | $\approx 1,14$ | $\approx 1,3$ | $\approx 1,36$ | $\approx 1,5$ |
| $\eta_{max}$ | 0,58 | 0,57 | 0,54 | 0,43 | 0,3 |

Ces chiffres montrent que les possibilités réelles des tubes à modulation de vitesse du type considéré peuvent être dans certains cas bien inférieures à celles que laisse prévoir la théorie élémentaire bâtie sur l'hypothèse $\theta_2 = 0$. Ils indiquent aussi que l'écartement nécessairement fini des électrodes H. F. du collecteur d'énergie a une répercussion importante sur le réglage de la charge de cet organe, voire même sur le choix de ses constantes. En effet, quand le courant induit par le faisceau électronique dans les électrodes est fixé ainsi que la phase de ce courant induit vis-à-vis de la tension aux bornes du collecteur, l'amplitude de la tension $U_2$ est déterminée directement par la grandeur de l'impédance de cet organe; en conséquence, pour amener $U_2$ à une valeur particulière, par exemple à celle qui donne la valeur optimum de $U_2/U_0$ au point de vue du rendement, il faut agir sur la grandeur de cette impédance en tenant compte que celle-ci dépend elle-même de $h_2$.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur une généralisation de la notion de circuit bouchon.* Note ([1]) de M. **François Raymond**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Un *diborne* forme un circuit bouchon pour une fréquence donnée, si, appliquant entre ses deux bornes une force électromotrice périodique ayant

([4]) Notations : $U_2$, amplitude de la tension entre les électrodes du collecteur; $h_2$ la distance géométrique de ces électrodes; $U_0$, la tension d'accélération des électrons correspondant à la vitesse $v_0 = \sqrt{(2e/m)U_0}$; $\omega$, la pulsation du champ du collecteur (supposée égale à celle du champ du rassembleur); $l$, la distance de l'espace exempt de champ séparant le modulateur du collecteur, et $\delta$ la profondeur de modulation de vitesse.

([1]) Séance du 13 décembre 1943.

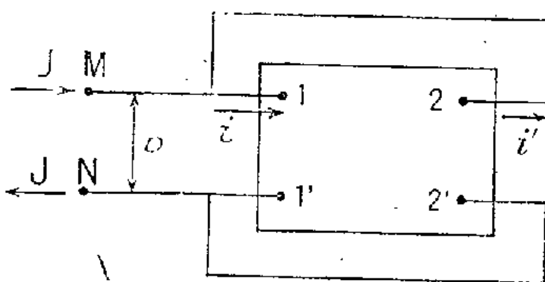
cette fréquence, le courant qui le traverse est infiniment petit : dans le cas idéal d'un diborne conservatif, on dira que son impédance est infinie pour cette fréquence. D'ailleurs on rappelle que ces notions sont résumées dans le théorème bien connu de Foster.

Cette Note montre qu'avec un quadripôle on peut construire un circuit bouchon.

Soient 1, 1', 2 et 2' les bornes d'entrée et de sortie d'un quadripôle dont les équations seront écrites

(1) $$v_1 = A v_2 + B i_2, \qquad i_1 = C v_2 + D i_2$$

(A, B, C et D sont des fonctions de la pulsation ω).




Réunissons les bornes 1 et 2, 1' et 2' par des liaisons sans impédance. On réalise ainsi un nouveau réseau électrique qui peut osciller librement avec des pulsations racines de l'équation

(2) $$2 - (A + D) = 0$$

(équation supposée n'avoir que des racines imaginaires pures).

Les fréquences correspondantes seraient transmises sans amortissement ni déphasage par le quadripôle.

Vu des bornes M et N, réunies à 1 et 2, et à 1' et 2' respectivement, le système est un *diborne* dont nous désignerons par $z$ l'impédance.

Soit J le courant dans cette impédance soumise à une différence de potentiel $v$, $i$ et $i'$ étant les courants entrant et sortant du quadripôle initial, on a

(3) $$v = A v + B i', \qquad i' + J = C v + D i',$$

d'où, en éliminant $i'$,

$$-J = \frac{2 - (A + D)}{B}$$

et l'impédance $z$ est

(4) $$z = \frac{B}{2 - (A + D)};$$

on voit qu'elle est infinie, et le système est un bouchon, pour les fréquences transmises sans amortissement ni déphasage par le quadripôle. C'est la propriété que nous avions en vue.

Le phénomène d'antirésonance n'exclut pas celui de résonances possibles pour les racines de l'équation

(5) $$B(\omega) = 0,$$

à condition que ces racines soient différentes de celles de l'équation (2), auquel cas les deux effets précités peuvent disparaître simultanément.

On note si $\omega_1^2$, $\omega_3^2$, ... sont les racines de (5), $\omega_2^2$, $\omega_4^2$, ... celles de (2) que ($z$) prend la forme

$$z = K\frac{(\omega^2 + \omega_1^2)(\omega^2 + \omega_3^2)\ldots}{(\omega^2 + \omega_2^2)(\omega^2 + \omega_4^2)\ldots},$$

qui est la forme donnée par le théorème de Foster à l'impédance d'un *diborne*.

RAYONS X. — *Réalisation et avantages d'un foyer fin dans un tube à rayons* X. Note de MM. **André Guinier** et **Jean Devaux**, présentée par M. Charles Mauguin.

Dans les tubes Coolidge usuels, le filament de la cathode est entouré d'une pièce appelée *cupule de concentration*, qui rassemble la plupart des électrons émis par le fil de tungstène sur une surface de l'anticathode de plus en plus étroite à mesure que l'on enfonce le filament dans la cupule. On arrive ainsi, au mieux, à obtenir un foyer de 1 à 2$^{mm}$ de côté, entouré d'une auréole large et peu brillante. Nous avons essayé d'obtenir un foyer mieux défini et plus petit par trois procédés :

1° Nous avons réduit la dimension du filament et du trou de la cupule qui l'entoure. On constate que le diamètre du foyer dépend beaucoup de la distance de la cathode à l'anticathode. La distance optimum entre électrodes est de 3$^{mm}$ seulement. Pour un trou de 4$^{mm}$ de diamètre et un filament de 3$^{mm}$ de longueur, enfoncé de 4$^{mm}$, le foyer n'a que 0$^{mm}$,6 de diamètre. Mais le courant électronique que peut émettre le filament, même surchauffé, est inférieur à celui que l'anticathode de cuivre peut supporter. D'autre part, la faible distance entre électrodes ne permet pas d'utiliser des tensions supérieures à 30 ou 40 kV.

2° Nous avons utilisé une lentille magnétique. L'installation de la bobine nécessite la construction d'un tube spécial. D'autre part la bobine, assez volumineuse et proche du foyer, empêche d'approcher les chambres de diffraction aussi près de la source de rayons X qu'avec un tube ordinaire. Les résultats ne sont pas très intéressants.

3° Le procédé le plus commode et le plus efficace est l'emploi d'une lentille électrostatique. Elle est réalisée très simplement en isolant électriquement la cupule de concentration du filament et en portant celle-ci à un potentiel auxiliaire, négatif par rapport au filament. Les électrons sont alors repoussés et concentrés sur un étroit foyer. La différence de potentiel est produite par le passage du courant électronique dans une résistance variable (de 10 000 à 100 000 Ω). C'est le montage classique du canon à électrons des oscillographes cathodiques. Le filament spiralé de 3$^{mm}$ de longueur est enfoncé de 4$^{mm}$ dans la cupule dont l'ouverture a 6$^{mm}$ de diamètre. Quand la tension auxiliaire est de

300 volts, le foyer a $0,4 \times 1^{mm}$ et apparaît, à cause de l'inclinaison de l'anticathode, sous forme d'une petite raie de $0,4 \times 0^{mm},1$. L'auréole a complètement disparu. L'émission électronique du filament est suffisante avec un chauffage normal, et l'on peut éloigner les électrodes suffisamment ($6^{mm}$) pour que le tube résiste aux tensions habituellement utilisées en radiocristallographie. L'installation du dispositif sur un tube normal ne demande que des modifications très simples de la cathode et du générateur.

Le foyer fin, en radiographie, permet d'obtenir des clichés nets, même si l'objet n'est pas au contact de la pellicule. Pour l'analyse cristalline, il rend inutile le collimateur pour délimiter le pinceau de rayons X. Celui-ci est défini par la tache focale et un seul trou placé près de l'échantillon. Le réglage de l'alignement du collimateur est supprimé et le rendement du tube est accru, puisque toute la tache focale est utilisée. Un autre avantage provient de ce que, plus le foyer est fin, mieux la chaleur peut se dissiper : la brillance de la source peut être augmentée sans détérioration de l'anticathode.

Les diagrammes de diffraction sont ainsi plus intenses qu'avec un tube à large foyer (comme la plupart des tubes scellés) pour une consommation de courant bien plus faible. Avec un tube à anticathode fixe et à foyer fin, le débit maximum à prévoir est de 10 mA : il est ainsi possible de réaliser une économie de 50 % sur la puissance des générateurs utilisés couramment à l'heure actuelle dans les installations de radiocristallographie.

### RAYONS X. — *Conditions de précision dans la méthode de Laue.* Note de M. **Jean Barraud**, présentée par M. Armand de Gramont.

Ces conditions de précision sont relatives :

1° *à la définition des pointés;*

2° *à la perpendicularité de l'axe du faisceau au plan de référence du cristal et au plan de la surface sensible.*

Nous nous sommes placé dans le seul cas où le faisceau de rayons X est défini par un *collimateur* constitué par deux diaphragmes circulaires coaxiaux de même diamètre $2r$, séparés par une distance $l$. Nous supposons également que la source de rayons X est assez large pour couvrir le champ conique du collimateur. Nous n'avons enfin en vue que des échantillons possédant une face plane bien définie, naturelle ou non, prise comme face de référence.

1° *Focalisation. Définition des pointés.* — Soit une lame infiniment mince appliquée contre le diaphragme de sortie. Si l'on étudie la marche des rayons dans le plan axial perpendiculaire à une famille de plans réticulaires, on voit que les rayons issus d'un point du diaphragme d'entrée et réfléchis sur les plans réticulaires admettent une caustique (aberration sphérique). Si l'ouverture $2r$ du diaphragme est suffisamment petite, le faisceau réfléchi devient à peu près stigmatique. Si maintenant on fait varier l'angle de Bragg $\theta$, le

sommet du faisceau décrit un cercle de diamètre $l$, ayant son centre sur l'axe du collimateur et tangent au diaphragme de sortie (courbure de champ) ([1]). Nous avons pu démontrer que, pour une *ouverture quelconque*, la section la plus étroite du faisceau correspond à une distance $d$ du plan d'observation au diaphragme de sortie donnée par

$$d = l\cos^2 2\theta - r\sin 4\theta. \tag{1}$$

L'aberration au bord de la tache le plus éloigné du centre du diagramme (bord extérieur) est exprimée par

$$\delta \sim \frac{r^2}{l}\,\text{tang}\,2\theta. \tag{2}$$

Pour les ouvertures usuelles, cette aberration est extrêmement faible et le stigmatisme est presque rigoureux. Pour $l = 44^{\text{mm}},1$ ; $2r = 0^{\text{mm}},71$ et $2\theta = 45^\circ$, $\delta$ (calculée) vaut $0^{\text{mm}},003$. On a une véritable image de celui des diamètres du diaphragme d'entrée qui est contenu dans le plan axial défini plus haut.

Si l'on considère maintenant les rayons se propageant en dehors du plan axial, on voit qu'un point du diaphragme d'entrée a pour image un segment de droite perpendiculaire à ce plan (astigmatisme).

Ces considérations, jointes à celles que nous avons exposées dans une précédente Communication ([2]) relative à la structure complexe des taches de Laue, nous ont amené à pointer systématiquement sur le bord extérieur de la composante correspondant à la face du cristal en contact avec le diaphragme de sortie, la surface sensible étant placée à la distance donnée par la formule (1). On peut alors appliquer en toute rigueur, pour calculer $\theta$, la formule

$$\text{tang}\,2\theta = \frac{(\rho - r)}{d}, \tag{3}$$

$\rho$ étant la distance du bord de la tache à l'axe du faisceau. Étant donnée la petitesse de l'ouverture, la condition de focalisation est pratiquement réalisée pour un grand intervalle de $\theta$. Toutefois, comme on peut s'en rendre compte facilement en construisant les deux rayons marginaux, il faut qu'aucune des valeurs de $d$ calculées par la formule (1) ne soit plus grande que la distance de la surface sensible au diaphragme de sortie. Si cette condition n'était pas réalisée, la formule précédente ne serait plus applicable et l'on devrait utiliser la formule moins simple

$$\text{tang}(2\theta + \alpha) = \frac{\rho + r}{d}, \qquad \text{avec} \quad \text{tang}\,\alpha = \frac{2r}{l}. \tag{4}$$

2° *Élimination du défaut de perpendicularité de l'axe du collimateur à la face de référence du cristal et à la surface sensible.* — Un calcul de trigono-

([1]) C. S. Barrett et C. E. Howe, *Phys. Rev.*, **39**, 1932, p. 891.
([2]) J. Barraud, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 394.

métrie sphérique montre que, si l'on prend deux diagrammes du même cristal pour deux positions de celui-ci différant d'une rotation de 180° dans le plan de référence, on obtient pour une même tache deux valeurs $\theta_1$ et $\theta_2$ telles que

$$\sin\theta = \frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2}{2}, \tag{5}$$

$\theta$ étant l'angle correspondant à la perpendicularité rigoureuse de la face de référence à l'axe du faisceau. Il suffit que le plan de référence et la surface sensible soient perpendiculaires à l'axe à 30′ près, pour que $\theta$ soit déterminé à une minute près environ. Dans ce cas la formule précédente se simplifie d'ailleurs, et l'on peut écrire

$$\theta \sim \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}. \tag{5'}$$

Nous avons pu réaliser un appareil dont les réglages sont permanents, dans lequel le plan de référence et le plan de la surface sensible sont définis par construction d'une façon parfaitement stable et qui permet de mettre commodément en œuvre la méthode que nous venons d'exposer. Cet appareil est adapté en particulier à la détermination précise de l'orientation des lames cristallines utilisées en optique, en piézoélectricité et dans la construction des monochromateurs-focalisateurs ([3]) et spectrographes à rayons X. La précision qui est actuellement de l'ordre de la minute n'est pratiquement limitée que par celle des pointés, fonction elle-même de la définition de la tache.

RADIOACTIVITÉ. — *Intensité des rayons $\gamma$ mous et des rayons X de fluorescence de* RAc *et ses dérivés.* Note de M. **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre des rayons $\gamma$ de RAc et ses dérivés, obtenu par la méthode de diffraction cristalline ([1]), ressemblant à celui de RaB + RaC, peut se décomposer en deux parties : 1° le domaine de grande énergie jusqu'aux spectres K; 2° celui des raies K de fluorescence et des raies $\gamma$ d'énergie inférieure.

Depuis la présentation de notre dernière Note ([2]) sur la détermination de l'intensité des rayons X et $\gamma$ mous de RaB + RaC par la méthode d'absorption sélective, nous avons étendu notre étude à RAc et ses dérivés dans le même domaine d'énergie. L'appareillage utilisé était le même, constitué par une chambre d'ionisation à xénon et un électromètre de Compton ([3]).

([3]) H. H. Johann, *Zeits. Physik.*, 69, 1931, pp. 185-206; Y. Cauchois, *Thèse*, Paris, 1933; T. Johansson, *Zeits. Physik*, **82**, 1933, p. 507; A. Guinier, *Thèse* (*Annales de Physique*, **12**, 1939, p. 161); J. Barraud, *Comptes rendus*, 214, 1942, pp. 795-797.

([1]) M. Frilley, *Journ. Phys. et Rad.*, **1**, 1940, p. 34.

([2]) Tsien San-Tsiang, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 599.

([3]) Tsien San-Tsiang, *Journ. Phys. et Rad.*, **3**, 1942, p. 1.

La source était de RAc en équilibre avec ses dérivés, mélangé avec de l'oxyde de lanthane (densité superficielle, 10 mg/cm²), ayant une intensité de 9,3 millicuries. L'angle solide utile étant $5,7.10^{-4}$ stéradians. Un écran d'aluminium de $2^{mm}$ d'épaisseur était placé entre la source et la chambre d'ionisation pour absorber les rayons X des spectres L.

Des écrans de $Sm^2O^3$ et $Gd^2O^3$ (densité superficielle globale = 175 mg/cm²) étaient utilisés pour absorber le rayonnement de 50 ckV ($\lambda = 247,5$ U. X.) de RAc et des écrans de Re, Bi et $ThO^2$ (densité superficielle des éléments métalliques = 235 mg/cm²) pour absorber les deux groupes principaux des spectres K. Les résultats observés sont groupés dans le tableau suivant avec la longueur d'onde des rayonnements (¹). Le courant observé sans écran est 66,8 (en unité arbitraire).

| | | Élément | | | | | | Écran | | Courant observé | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| R. | I. | 81. | 82. | 83. | 84. | 86. | 88. | Élém. | Disc. | (en U. A.). | Groupe; |
| | | | | | | | | ${}_{62}Sm$ | 264,4 | 47,3 | $\gamma$ |
| 247,5 | aF | – | – | – | – | – | $\gamma$ | ${}_{64}Gd$ | 246,2 | 48,3 | |
| 175,0 | f | $K_{\alpha_2}$ | – | – | – | – | – | ${}_{75}Re$ | 173,5 | 30,8 | $K_{\alpha 1}$ |
| 170,0 | m | $K_{\alpha_1}$ | $K_{\alpha_2}$ | – | – | – | – | | | | |
| 165,2 | f | – | $K_{\alpha_1}$ | $K_{\alpha_2}$ | – | – | – | | | | |
| 160,6 | m | – | – | $K_{\alpha_1}$ | $K_{\alpha_2}$ | – | – | | | | |
| 156,0 | m | – | – | – | $K_{\alpha_1}$ | – | – | | | | |
| 152,5 | F | – | – | – | – | $K_{\alpha_2}$ | – | | | | |
| 147,6 | tF | – | – | – | – | $K_{\alpha_1}$ | – | | | | |
| 144,8 | f | – | – | – | – | – | $K_{\alpha_2}$ | | | | |
| 139,5 | m | – | – | – | – | – | $K_{\alpha_1}$ | ${}_{83}Bi$ | 136,78 | 39,1 | $K_{\beta 2}$ |
| 130,8 | aF | – | – | – | – | $K_{\beta_{1,3}}$ | – | | | | |
| 126,5 | f | – | – | – | – | $K_{\beta_2}$ | – | ${}_{90}Th$ | 112,70 | 38,9 | |

R, rayonnement ($\lambda$ en U. X.). — I, intensité estimée; aF, assez forte; f, faible; m, moyenne; F, forte; tF, très forte. — Éléments : 81, ($AcC \rightarrow AcC''$); 82, ($AcC' \rightarrow AcD$)($AcC'' \rightarrow AcD$); 83, ($AcB \rightarrow AcC$). 84, ($An \rightarrow AcA$)($AcC \rightarrow AcC'$); 86, ($AcX \rightarrow An$); 88, ($RAc \rightarrow AcX$). — Disc., discontinuité K ($\lambda$ en U. X.). — (en U. A.), en unités arbitraires.

En utilisant la relation empirique du saut d'absorption pour la discontinuité K (⁴) : $\delta_K = E_K/E_{L_1}$, où $E_K$ et $E_{L_1}$ sont les énergies des niveaux K et $L_1$ du corps considéré et en prenant, pour les longueurs d'onde moyennes des groupes $K_\alpha$ et $K_\beta$ les valeurs $\lambda = 149$ et 130 U. X., nous trouvons les intensités

| | $I_\gamma$. | $I_{K_\alpha}$. | $I_{K_\beta}$. |
|---|---|---|---|
| Photons pour 100 désintégrations........ | $3,4 \pm 0,8$ | $45 \pm 13$ | $9,5 \pm 3,0$ |

Dans le calcul nous avons admis $21,3 \pm 0,8$ eV [valeur nouvellement déterminée (⁵)] comme l'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions dans le xénon.

---

(⁴) E. Jönsson, *Inaugural Dissertation*, Upsala, 1928.
(⁵) N. L. Walbridge, *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 832.

Dans un travail précédent ([3]) nous avons déterminé l'intensité des rayons $\gamma$ mous de RAc par la décomposition de la courbe d'absorption dans l'aluminium. En nous servant de la courbe représentant la variation de l'efficacité de la chambre à xénon ([2]) et des constantes plus récentes, nous avons recalculé l'intensité de différents groupes des rayons $\gamma$ de RAc et trouvé les valeurs corrigées

| | E. | I. |
|---|---|---|
| Photons pour 100 désintégrations.......... | 15 ekV | 10 ± 4 |
| | 50 ekV | 2,6 ± 0,8 |
| | 125 ekV | 23 ± 12 |

Dans la limite d'erreur expérimentale, l'intensité du groupe $E = 50$ ekV est en bon accord avec celle trouvée par la méthode d'absorption sélective ($I_\gamma$). *La valeur moyenne adoptée est* $3,0 \pm 0,6$ *photons pour* 100 *désintégrations.*

CHIMIE PHYSIQUE. — *Application de la notion de parachor spécifique à la détermination du rayon de l'ion* $H^+$. Note de M. **Henri Triché**.

Nous avons déjà indiqué la possibilité de calculer le rayon d'un ion, quand on connaît les parachors de deux de ses composés d'un même type.

Il est intéressant d'appliquer la méthode ([1]), même si elle ne donne qu'un ordre de grandeur, au cas de l'ion $H^+$ dont on regarde généralement le rayon comme pratiquement nul.

Cas des acides halogénés. — On connaît les parachors pour HCl, 67,8; pour HBr, 81,4; pour HI, 105,3. Les rayons des ions halogènes sont $Cl^-$ 1,81 Å; $Br^-$ 196 Å; I 2,20 Å. Soit $x$ le rayon de l'ion $H^+$; on a

$$\frac{67,8}{x^3 + (1,81)^3} = \frac{81,4)}{x^3 + (1,96)^3} = \frac{105,3}{x^3 + (2,20)^3} = \mathrm{P}s.$$

La première équation donne $x = 1,27$ Å avec P$s$ 8,58; la seconde donne $x = 1,46$ Å avec P$s$ 7,61.

L'ion $H^+$, n'ayant pas d'électrons, ne se comporte pas comme les autres ions positifs. Il se rapproche de l'ion halogène en le déformant fortement ([2]); or la distance $d$ des noyaux se déduit de l'étude de moments d'inertie ([3]) et l'on a pour HCl, $d = 1,265$ Å; pour HBr, $d = 1,407$ Å.

Si l'on compare ces distances aux rayons trouvés pour $H^+$, on est amené à admettre que l'ion $H^+$ se trouve partiellement, sinon complètement, à l'intérieur de l'ion halogène qui se dilaterait ainsi d'un volume égal.

Confrontons ces conclusions avec les autres résultats connus, pour justifier le nouveau point de vue que nous proposons.

---

([1]) Triché, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 737.

([2]) Van Arkel et de Boer, *La valence et l'électrostatique*, Paris, p. 39.

([3]) *Ibid.*, p. 111.

*Volumes moléculaires.* — Le rayon de l'ion $H^+$ serait donc du même ordre de grandeur que celui des ions alcalins; on doit alors s'attendre à trouver des volumes moléculaires voisins pour HCl solide et les halogénures alcalins; or on trouve pour ClH, 24,6; pour ClNa, 27; pour ClLi, 20.

*Réseau moléculaire.* — La position particulière de l'ion $H^+$ fait conclure à une liaison ionique; mais d'autre part il semble bien établi que le réseau cristallin des acides halogénés est moléculaire. On admet que la valeur élevée du volume moléculaire est en faveur d'un réseau moléculaire. Cet argument doit être abandonné, car, si le volume apparent est de l'ordre de celui des halogénures alcalins, il en est de même du volume réel. Il est plus logique d'expliquer la formation du réseau moléculaire de HCl par la forme de sa molécule, l'ion $H^+$ étant noyé dans l'ion halogène dilaté, ce qui donne un ensemble quasi-neutre.

*Maille cristalline.* — L'étude aux rayons X [1] a montré que la maille des hydracides contient quatre molécules et a, suivant la température, les volumes suivants :

ClH... 162 ou $154,7.10^{-24}$cm³; BrH... 192 ou $190.10^{-24}$cm³.

A l'aide du parachor, on trouve pour HCl, $\Sigma r^3 = 7,97$ et, pour volume de quatre molécules, $135,5.10^{-24}$. Pour HBr on trouve respectivement 9,57 ou 10,63 et $178,06.10^{-24}$ ou $160,3.10^{-24}$ cm³. Les volumes réels des molécules dans la maille sont donc bien inférieurs aux volumes des mailles.

*Comparaison avec l'argon.* — D'après van Arkel et de Boer [2], on se représente la molécule HCl, comme une atmosphère électronique entourant deux noyaux.

Or l'acide chlorhydrique cristallise comme l'argon dans le système cubique à faces centrées; la maille contient quatre molécules. Si les atomes d'argon sont au contact, leur rayon doit être de 1,92 Å; s'il en est de même pour HCl, les mesures de Natta donnent par la maille une arête de 5,46 Å, d'où pour la molécule, un rayon de 1,93 Å. Nous trouvons alors, pour le rayon de l'ion $H^+$, 1,08 Å.

La concordance avec nos mesures précédentes est suffisante, car nous n'avons pas tenu compte de la déformation de $Cl^-$ par $H^+$.

*Conductibilité électrique.* — L'acide ClH pur est extrêmement peu conducteur. La forme particulière de la molécule explique le fait : les deux ions interpénétrés forment un dipôle.

*Réfraction moléculaire.* — Elle indique que les orbites électroniques des ions halogènes sont déformés par l'ion $H^+$, et l'on a déjà été conduit à admettre que cet ion, formé par un noyau unique, est dans l'enveloppe électronique de l'autre. La considération des parachors confirme le fait.

---

(1) NATTA, *Gazz. chim. ital.*, 63, 1939, p. 425.

*Cas des composés* $NH^3$, $PH^3$, $AsH^3$. — Les parachors de ces trois composés sont respectivement 60,3; 94,5; 104,2. Les rayons des ions trivalents $N^{---}$, $P^{---}$, $As^{---}$ sont 1,71; 2,12; 2,22 Å. Par un calcul analogue au précédent on trouve, pour l'ion $H^+$, un rayon de 1,00 Å à partir de $NH^3$ et $PH^3$, on de 1,42 Å à partir de $PH^3$ et $AsH^3$. Comparant encore ces valeurs du rayon aux distances des noyaux, grâce à l'analyse des spectres de bande, on trouve : distance $N - H = 1,02$ Å; distance $P - H = 1,5$ Å. Il y a donc pratiquement concordance entre la distance des noyaux et le diamètre de l'ion $H^+$.

Ajoutons d'ailleurs que l'étude de l'ion $OH^-$ vient renforcer les résultats précédents. On admet qu'ici l'ion $H^+$ pénètre jusqu'au noyau de l'ion $O^{--}$ en donnant un ensemble analogue à l'ion $F^-$ ($F^-$ et $OH^-$ ont d'ailleurs des rayons presque identiques : 1,33 Å et 1,34 Å). Mais d'autre part les rayons de $OH^-$ et $O^{--}$ sont respectivement 1,34 Å et 1,35 Å. L'introduction de l'ion $H^+$ ne dilate pas l'ion $O^{--}$; la distance de l'ion $H^+$ au noyau de l'ion $O^{--}$ est nulle, et il en est de même de son rayon dans cette combinaison.

On peut donc admettre la généralité de la règle que nous avons mise en évidence. Le rayon de l'ion $H^+$ dans un de ses composés est donc variable et sensiblement égal à la distance qui sépare le centre de son noyau du centre du noyau de l'ion négatif qui lui est associé. Ce dernier se dilate d'un volume égal à la partie de l'ion $H^+$ qu'il renferme. Ce résultat n'est pas en contradiction avec les autres résultats déjà connus, sauf avec la petitesse extrême toujours attribuée à l'ion $H^+$. Le rayon de ce dernier peut être considéré comme nul quand il est seul, mais il aurait une valeur relativement grande quand l'ion $H^+$ est à l'intérieur d'un anion.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la solubilité de l'azote dans le méthane et le propane liquides*. Note de MM. E. **Vellinger** et E. **Pons**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans une étude du gaz de Saint-Marcet, nous avons été amenés à déterminer la solubilité de l'azote dans les hydrocarbures gazeux, paraffiniques, liquéfiés. Cette détermination a été faite à des pressions inférieures à la pression atmosphérique et à la température de — 183° dans l'oxygène liquide. La température a été contrôlée par un thermomètre à tension de vapeur à oxygène de Stock. L'appareil en verre pyrex, entièrement soudé, est représenté schématiquement dans la figure ci-après. Il se compose d'une burette à gaz B, d'un tube en U avec un petit réservoir à sa partie inférieure et d'un tube manométrique M, muni d'un réservoir R à sa partie supérieure. Aux deux extrémités se trouve soudé un robinet à trois voies dont l'une sert au remplissage de l'appareil et dont l'autre communique, par l'intermédiaire d'un tube en caoutchouc, avec un réservoir à mercure. Les diverses parties entre repères de l'appareil ont été soigneusement jaugées. On introduit le mélange azote-hydrocarbure dans

l'appareil selon une modalité sur laquelle nous ne pouvons pas insister ici. En agissant sur les robinets à trois voies, on met l'appareil en relation avec les réservoirs à mercure et on place le petit réservoir U dans l'oxygène liquide.

Connaissant le volume total de l'appareil, les valeurs des parties comprises entre les repères *a-b* et *a-c* et en amenant le niveau de mercure toujours en face de ces repères, on peut mesurer la pression du système. Connaissant la tension partielle de l'hydrocarbure à cette température, on peut en déduire la tension partielle de l'azote et, par conséquent, le volume de l'azote dissous dans l'hydrocarbure liquéfié. Pour éviter des erreurs grossières sur la mesure du volume du liquide, nous avons ramené la solubilité de l'azote à $100^{cm^3}$ d'hydrocarbure gazeux liquéfié.

Pour faire de bonnes mesures on doit s'assurer que le système est bien en équilibre. Une série d'opérations permet d'accélérer cette mise en équilibre, grâce au réservoir R (*fig.* I): Pendant toute la durée de mise en équilibre, la pression du système évolue; il est facile de noter la fin de cette évolution en traçant la courbe de pression en fonction du temps.

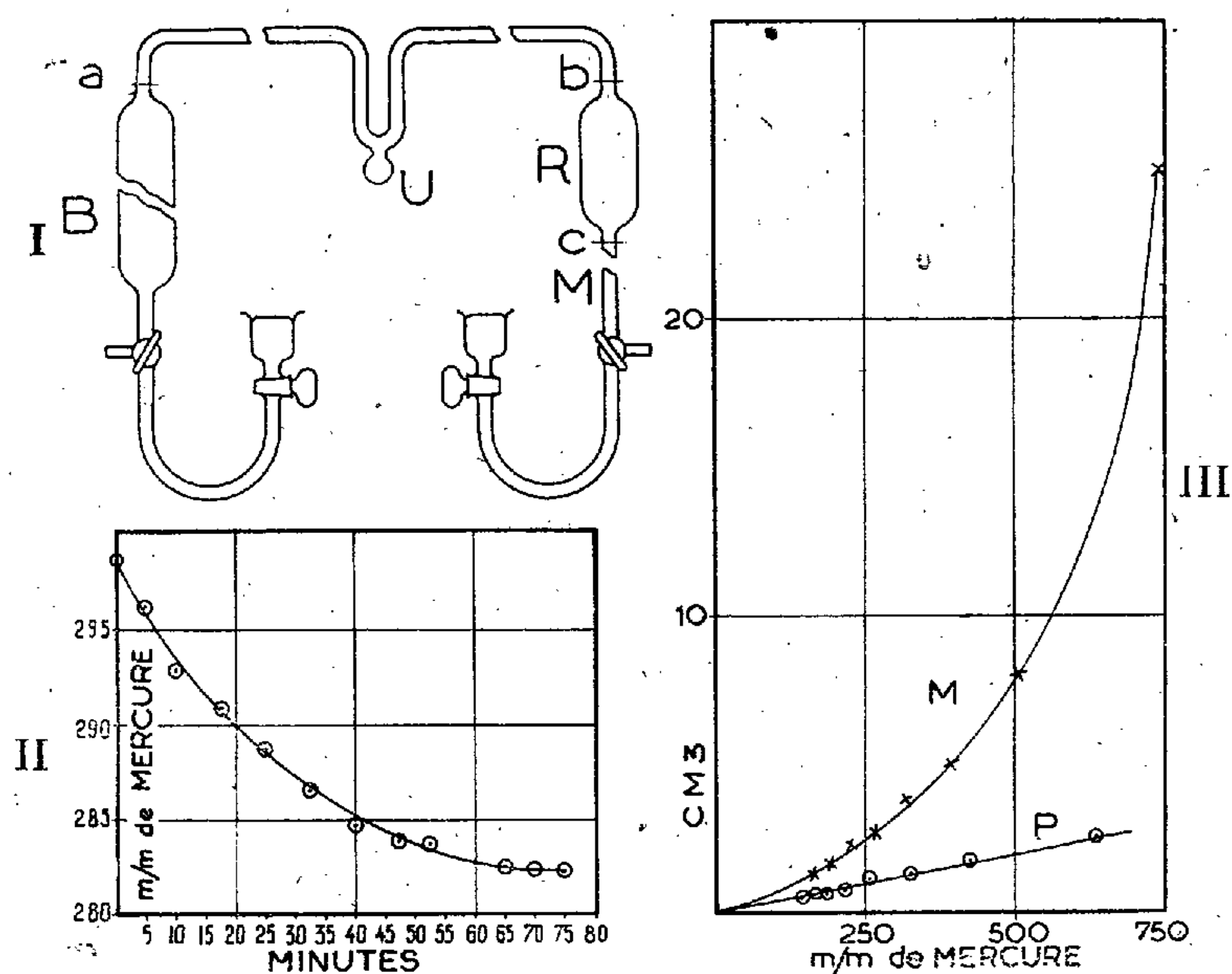



Fig. I. — Appareil pour la mesure de la solubilité de l'azote dans les hydrocarbures gazeux liquéfiés.
Fig. II. — Évolution de la pression du système, en fonction du temps.
Fig. III. — Centimètres cubes d'azote dissous dans $100^{cm^3}$ d'hydrocarbures gazeux liquéfiés, en fonction de la pression. M, méthane; P, propane.

Les résultats, pour le méthane et le propane, sont représentés ci-dessus (*fig.* III). Remarquons en premier lieu que la solubilité de l'azote dans le méthane liquéfié est beaucoup plus grande que dans le propane. En outre, dans l'intervalle de pression examiné, la loi d'Henry ne s'applique pas pour le

méthane, alors qu'elle s'applique avec une approximation satisfaisante au propane. Nous nous réservons de discuter ces faits lorsque l'examen des autres hydrocarbures gazeux sera terminé.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Effet accélérateur du carbone sur la vitesse de diffusion entre des alliages austénitiques au fer-nickel.* Note [1] de MM. **Pierre Chevenard** et **Xavier Waché**, présentée par M. Léon Guillet.

La théorie de la diffusion métallique la plus communément admise [2] suppose certains atomes animés d'oscillations dont l'amplitude est suffisante pour leur permettre de changer de place dans le réseau. Elle prévoit, et l'expérience le confirme, que le nombre de ces atomes et par conséquent la vitesse de diffusion croissent très vite avec la température, selon une loi en $e^{-\frac{Q}{RT}}$ : dans cette expression, Q est la chaleur de diffusion rapportée à un atome-gramme, R la constante des gaz parfaits, et T la température absolue.

D'après la même théorie, la diffusion doit être rendue plus facile si la régularité du réseau vient à être troublée par une intervention mécanique ou par une transformation allotropique. Si, par exemple, il y a diffusion entre deux ferronickels de titres différents, et si l'un d'eux renferme des carbures qui se dissolvent progressivement quand la température s'élève, cette introduction des atomes de carbone dans le réseau doit rendre plus actif le cheminement des atomes de fer et de nickel : la vitesse croîtra plus vite avec la température T que selon la loi en $e^{-\frac{Q}{RT}}$. Nous avons entrepris de vérifier cette prévision par la *méthode des agrégats multilames*. Rappelons en quoi elle consiste [3].

On empile des feuilles alternées de deux métaux ou alliages, qui doivent être ferromagnétiques ou susceptibles de le devenir par diffusion. On soude le bloc par laminage à chaud, on poursuit le laminage à froid et, dans la tôle obtenue, on découpe des barreaux que l'on soumet à des recuits isothermes à l'abri de l'air. Ces recuits déterminent la diffusion. Leur efficacité est caractérisée par des essais au thermomagnétomètre enregistreur : au fur et à mesure que la température et la durée des recuits augmentent, la courbe *aimantation-température* se déforme peu à peu, pour aboutir à la courbe de l'alliage moyen, une fois l'homogénéisation obtenue. On peut suivre pas à pas la marche de la diffusion et repérer de manière précise, pour les différentes températures de recuits, les durées caractéristiques $\tau$ nécessaires pour atteindre un degré d'avancement déterminé. Dans le cas des multilames formées de ferronickels

---

(1) Séance du 13 décembre 1943.

(2) Voir en particulier H. Braune, *Z. physik. Chem.*, **110**, 1924, p. 147; W. Jander, *Z. anorg. Chem.*, **163**, 1927, p. 1.

(3) *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 71.

purs, le logarithme de $\tau$ [plus exactement $\log(1+N)$ N étant la durée $\tau$ exprimée en minutes] est, avec une excellente précision, une fonction linéaire de $1/T$ (¹).

Pour mettre en évidence le rôle du carbone, nous avons préparé deux multilames ayant pour composant commun un ferronickel additionné de carbone et de chrome : C 0,30; Ni 22,5; Cr 2,1; Mn 1,4 %. La multilame I a pour deuxième composant un alliage nickel-chrome : C 0,05; Ni 91,4; Cr 6,9; Mn 1,5. Dans l'autre, II, le ferronickel est associé au nickel pur. Toutes deux ont des lamelles d'une épaisseur moyenne égale à 40μ.

La multilame I jouit d'une curieuse propriété. Formée d'alliages paramagnétiques, faiblement ferromagnétique après fabrication, car la soudure amorce la diffusion, elle devient fortement ferromagnétique après homogénéisation. Au fur et à mesure qu'on fait croître la durée du recuit à une température donnée, on voit l'aimantation à la température ambiante s'élever de la valeur initiale $\mathfrak{I}_0$ à la valeur $\mathfrak{I}_1$, correspondant à l'état homogénéisé. Sur le diagramme semilogarithmique de la figure 1, l'aimantation est repérée en

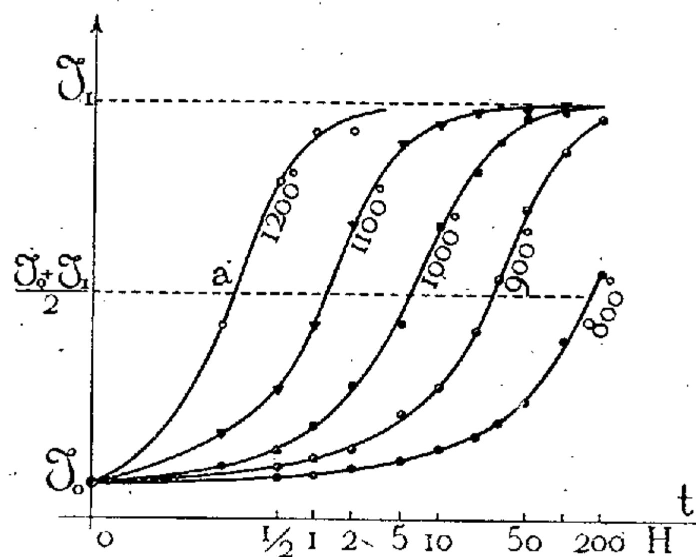


Fig. 1.

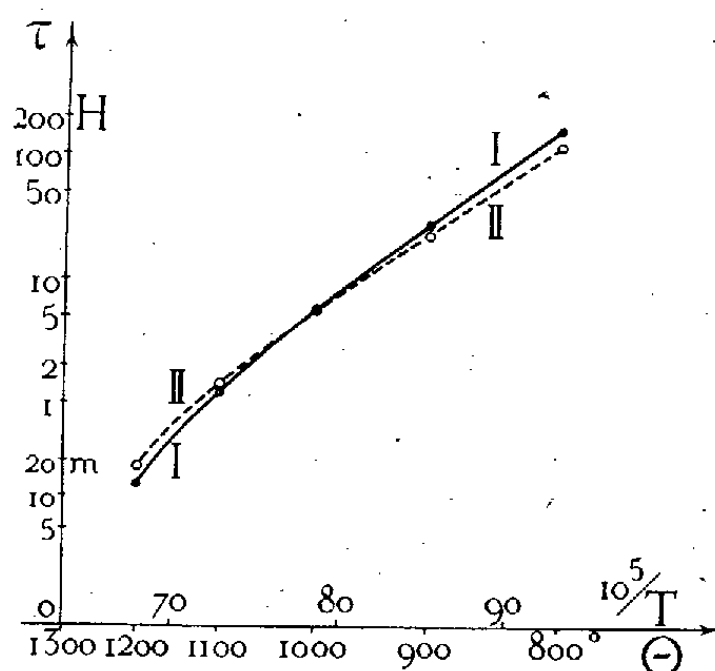


Fig. 2.

unités arbitraires par la déviation du thermomagnétomètre à 20° : on note la faible dispersion des points expérimentaux et la précision avec laquelle on peut mesurer, aux températures centigrades à 800°, 900°, ..., 1200°, les abscisses des points tels que a correspondant à une aimantation égale à la moyenne $(\mathfrak{I}_0+\mathfrak{I}_1)/2$ : ces abscisses sont choisies pour durées caractéristiques $\tau$.

Or les durées $\tau$, portées en fonction de $1/T$ sur le diagramme de la figure 2, donnent la courbe I, *dont l'incurvation très nette vers le bas traduit l'accélération prévue*. Une incurvation semblable se retrouve sur la courbe II, relative à la multilame ferronickel-nickel, dont l'aimantation à 20° s'accroît aussi au fur et à mesure que la diffusion enrichit le nickel en fer $\gamma$.

(¹) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 612.

La méthode des multilames, dont l'emploi est malheureusement limité aux seuls alliages ferromagnétiques à bas point de Curie, rachète ce défaut par une sensibilité très supérieure à celle des autres méthodes. Outre l'effet accélérateur du carbone sur la diffusion dans les ferronickels, elle a permis de mettre en évidence, dans les mêmes alliages, la variation du cœfficient de diffusion avec la teneur en nickel.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Catalyse de l'insolubilisation photochimique du soufre*. Note (1) de MM. **Charles Dufraisse** et **Jean Baget**, présentée par M. Marcel Delépine.

En 1870 A. Lallemand (2) annonçait qu'une irradiation intense de solutions de soufre faisait apparaître du soufre insoluble. Ce phénomène a relativement peu retenu l'attention depuis l'étude qu'en a faite M. Berthelot (3), encore qu'il ait suscité plusieurs travaux importants (4). L'occasion s'est présentée pour nous de l'aborder par une autre voie.

L'origine du travail a été notre intention de rechercher si le soufre ne se fixait pas à la manière de l'oxygène sur les hydrocarbures photooxydables. Des essais préliminaires d'insolation de l'un de ces corps en solutions de soufre avaient montré qu'il se formait aussitôt un précipité d'apparence amorphe; mais l'abondance du produit formé, sans que la liqueur paraisse s'appauvrir en corps organique, donnait à penser que le soufre seul faisait les frais du changement. Nous avons alors entrepris un examen plus approfondi de cette réaction; nos expériences ont porté d'abord sur le rubrène (tétraphénylnaphtacène).

On exposait par grand soleil d'été des tubes scellés contenant les solutions essayées. Avant scellement, l'air avait été soigneusement enlevé, pour éviter la photooxydation du réactif, surtout aux faibles teneurs. Quand on avait en vue des comparaisons, on notait les temps au bout desquels se manifestait le premier louche.

On n'a pas manqué de s'assurer que le précipité, dûment lavé, était formé de soufre pur. Les analyses ont indiqué des titres tels que 99,1, 99,3, 99,5 %.

La nature de l'action du rubrène a ensuite été examinée. En opérant, pour comparaison, sur le soufre seul sans catalyseur, on a trouvé, comme l'avait déjà signalé Rankin (1907), que la concentration en soufre a une grande influence sur la vitesse d'apparition du premier louche. Le seuil de concentration pour un trouble perceptible se place aux environs de 20$^g$ par litre pour

(1) Séance du 13 décembre 1943.

(2) *Comptes rendus*, 70, 1870, p. 182.

(3) *Comptes rendus*, 70, 1870, p. 941; *Ann. Chim. et Phys.*, 4e série, 26, 1872, p. 462.

(4) G. A. Rankin, *J. Phys. Chem.*, 11, 1907, p. 1; A. Wigand, *Phys. Chem.*, 77, 1911, p. 423; R. Audubert, *Ann. Phys.*, 18, 1922, p. 5.

le soufre seul, dans les conditions opératoires adoptées (solvant $CS^2$; tubes de 10$^{mm}$ de diamètre, disposés normalement au soleil; examens par éclairage latéral sur fond sombre); il s'abaisse à 1$^g$ par litre en présence de rubrène. Dans les mêmes conditions et pour une teneur en soufre de 20$^g$ par litre, le seuil d'activité du rubrène s'est situé vers 1$^{mg}$ par litre, soit à une concentration de l'ordre du millionième. Comme d'ailleurs l'hydrocarbure ne paraît pas attaqué, son action est sûrement d'ordre catalytique.

Quand la teneur en catalyseur augmente, pour une même concentration en soufre (1$^g$ par litre), l'activité croît d'abord, puis se stabilise à partir de 5$^g$ par litre environ, sans doute parce que les radiations actives sont totalement absorbées.

Tous les solvants ne conviennent pas également. Le sulfure de carbone paraît le plus actif, avec l'éther qui lui est comparable; le thiophène et le méthylal sont nettement plus faibles. Il n'a pas été observé de précipité dans les solvants suivants, contenant par litre 1$^g$ de rubrène et 2$^g$ de soufre : dioxane, pyridine, carbonate d'éthyle, orthoformiate d'éthyle, sulfure d'éthyle, malonate d'éthyle, benzoate de méthyle, ester acétylacétique, oxalate d'éthyle, acétate d'éthyle. On n'a pas encore recherché si leur action était empêchante ou s'ils n'intervenaient pas chimiquement, comme ce paraît être le cas pour le tétrachlorure de carbone, où l'on a constaté à la fois une rétrogradation du louche formé dans les premiers instants et une disparition du rubrène. Ce point fera l'objet d'expériences à part.

Suivant Rankin, le soufre insoluble photochimique rétrograderait assez rapidement à l'obscurité en variété soluble. Le phénomène a été signalé de nouveau par Wigand, mais limité à la partie de la matière qui se trouve en suspension colloïdale. A part l'observation en tétrachlorure de carbone qui vient d'être relatée, nous n'avons rien observé d'analogue avec la photoprécipitation catalysée. Nous avons simplement constaté, comme Wigand, que, desséché, ce précipité rétrogradait avec une extrême lenteur à la température ordinaire; mais, au contact de la liqueur mère, il reste plusieurs années sans redissolution notable.

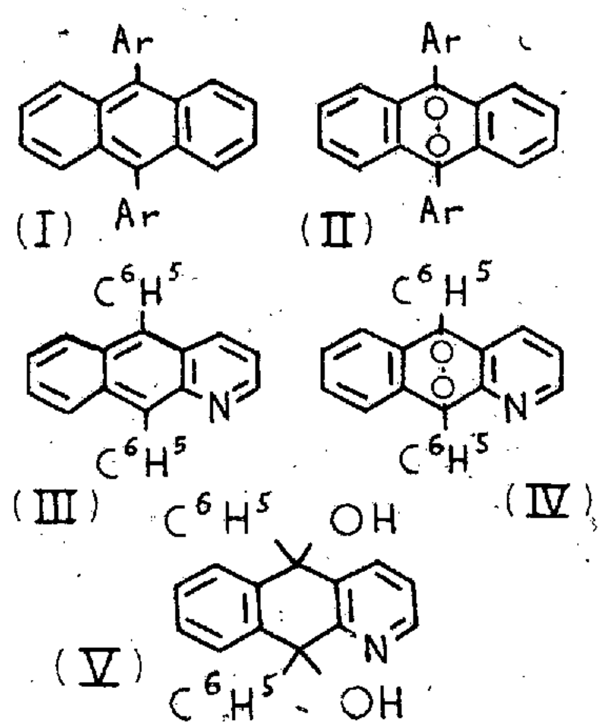
CHIMIE ORGANIQUE. — *L'union labile du carbone et de l'oxygène. Le mésodiphénylazanthracène-α.* Note de M. **André Étienne**, présentée par M. Marcel Delépine.

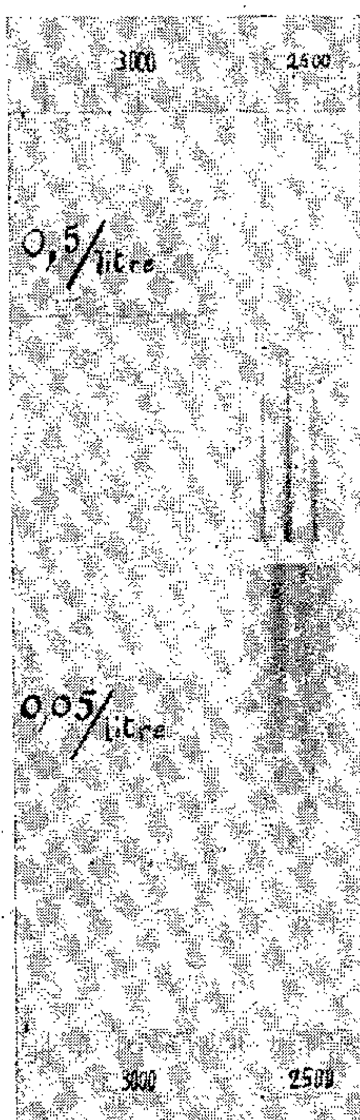
Le raisonnement qui nous conduisit naguère, Ch. Dufraisse et moi-même [1], à prévoir chez les anthracènes la photooxydabilité et ses conséquences, se prête à de larges extensions. Il revient en principe, on le sait, à mettre en résonance deux carbones polyarylméthaniques, entre lesquels peut alors s'établir, ou

(1) *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 280.

bien s'enlever, un pont d'oxygène. On avait obtenu un tel résultat en reliant ces deux carbones par deux noyaux aromatiques. On aboutissait ainsi à la structure anthracénique (I) pour laquelle la propriété de l'union labile avec l'oxygène avait été annoncée, puis reconnue expérimentalement aux mésocarbones, avec formation d'un photooxyde (II).

Les mêmes conséquences doivent évidemment appartenir à tout système construit suivant un modèle semblable. En particulier, les deux noyaux aromatiques extérieurs de la molécule d'anthracène doivent être remplaçables, isolément ou simultanément, par des cycles d'autres sortes, pourvu qu'ils soient doués du caractère aromatique. J'ai pensé tout d'abord à la pyridine, ce qui nous conduit aux azanthracènes. Il est difficile en effet d'imaginer entre deux noyaux une ressemblance plus étroite qu'entre ceux du benzène et de la



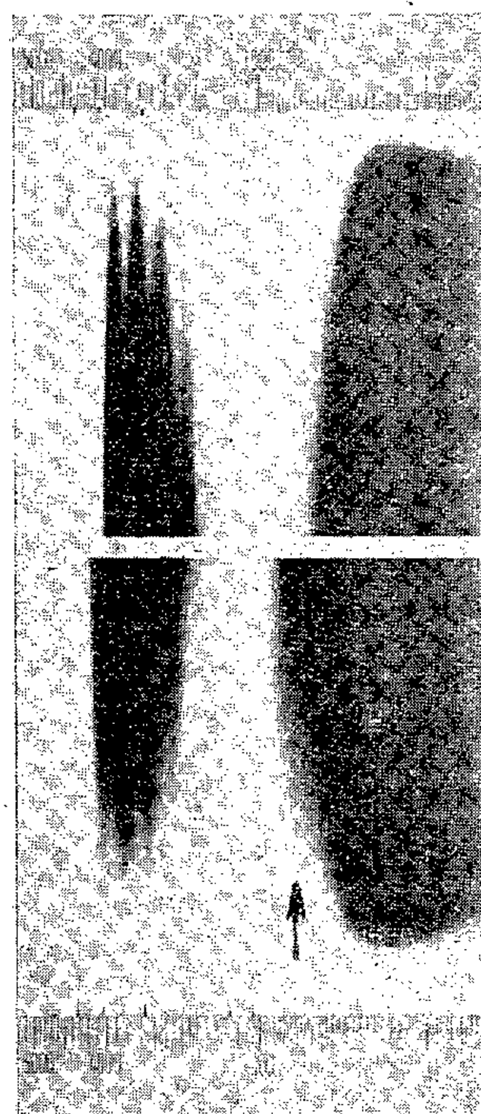



Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Spectres d'absorption comparés (figures de Hartley corrigées) du benzène (en haut) et de la pyridine (en bas). Solutions dans l'alcool : benzène, 0g,5 par litre; pyridine, 0g,05 par litre.

Fig. 2. — Spectres d'absorption comparés (figures de Hartley corrigées) du mésodiphénylanthracène (en haut) et du mésodiphénylazanthracène (en bas). Solutions à 0g,25 par litre dans l'alcool.

pyridine quant à leurs structures électroniques, c'est-à-dire à celles de leurs particularités qui intéressent le plus directement la mésomérie de l'édifice à réaliser. On a une expression plus concrète de cette analogie en comparant les spectres d'absorption (*fig.* 1), le spectre étant le caractère le plus représentatif de l'état électronique de la molécule. Il était donc à supposer que la substitution d'une pyridine à un benzène dans les anthracènes modifierait peu

les relations mutuelles des mésocarbones et par suite leur comportement vis-à-vis de l'oxygène.

Une autre raison guidait mon choix. Il n'y a pas que des ressemblances entre les noyaux interchangés ; il y a aussi des différences, et elles sont considérables, mais ce sont elles surtout qui m'attiraient par leurs répercussions, prévisibles ou non, sur le phénomène de l'union labile de l'oxygène au carbone. L'atome d'azote, qui tient si exactement la place d'un méthine, — CH =, dans la molécule en repos chimique, manifeste, à l'occasion, une individualité tranchée, principalement par le doublet libre d'électrons qui distingue si profondément le sommet azoté des similaires carbonés. Peut-être en résulte-t-il déjà quelque modification plus ou moins accentuée du régime résonant des azanthracènes, par rapport à celui des anthracènes simples. Mais il y a surtout, par ce doublet inoccupé, des possibilités d'agir sur la mésomérie de type anthracénique par d'autres façons que celles qu'offrent les anthracènes carbocycliques étudiés jusqu'ici par Ch. Dufraisse et ses collaborateurs.

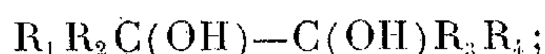
Mon étude a commencé par la série azanthracénique-α, où l'azote occupe le sommet le plus actif sur les mouvements de l'oxygène, d'après les faits connus. Le premier corps que j'ai tenu à soumettre à la photooxydation a été le dérivé mésodiphénylé, le correspondant du mésodiphénylanthracène, qui est à l'origine de la question des photooxydes anthracéniques [1].

Comme il fallait s'y attendre, l'azote a marqué sans tarder sa présence par de fortes perturbations dans la réaction de formation. En particulier le diquinol (V) générateur de l'azanthracène, le diphényl-9.10 dihydroxy-9.10 azanthracène-1 ($C^{25}H^{19}O^{2}N$), fus. inst. 248-250°, a été obtenu avec beaucoup de peine en phénylant l'azanthraquinone-1 par le bromure de phénylmagnésium ; dans cette réaction il se forme aussi deux corps jaunes, fus. inst. 293-295° et 154-155°, dont les proportions relatives peuvent varier suivant les conditions expérimentales, mais sont en large prépondérance sur celles du quinol. Ces produits accessoires ne sont dus qu'à la réactivité spécifique de l'atome d'azote, leurs équivalents n'étant pas observables en série carbocyclique. Le diphényl-9.10 azanthracène-1 (III) ($C^{25}H^{17}N$), fus. inst. 289-290°, a été préparé par réduction du diquinol. Conformément aux prévisions, son spectre est tout à fait semblable à celui du diphényl-9.10 anthracène (*fig.* 2) ; il n'en diffère que par un léger déplacement de l'ensemble des raies vers les grandes longueurs d'onde et une petite bande supplémentaire (indiquée par la flèche).

Il ne restait alors qu'à soumettre le nouveau corps à l'épreuve de la photooxydation. Irradié à la lumière solaire en solution sulfocarbonique, il s'est transformé dans la proportion de 90 % en un photooxyde ($C^{25}H^{17}O^{2}N$), auquel par analogie doit être assignée la structure (IV). A son tour, ce photooxyde chauffé a rendu à l'état libre jusqu'à 95 % de son contenu d'oxygène.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réduction du mélange d'une cétone et d'un ester par le sodium en présence d'eau; méthode générale de préparation des glycérines pentasubstituées.* Note de M. **Joseph Wiemann**, présentée par M. Marcel Delépine.

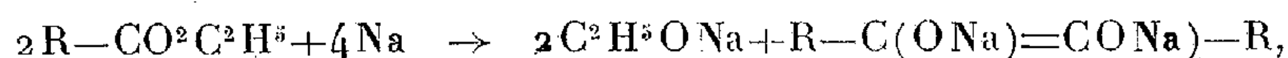
J'ai montré ([1]) que la réduction d'un mélange de deux cétones $R_1COR_2$ et $R_3COR_4$ donne avec d'assez bons rendements le glycol mixte



$$R_1R_2C(OH)-C(OH)R_3R_4;$$

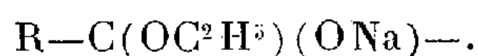
cette synthèse doit se faire par l'intermédiaire des radicaux $R_1R_2C(OH)-$ et $R_3R_4C(OH)-$.

Or les esters peuvent être réduits à froid par le sodium d'après le schéma



$$2R-CO^2C^2H^5+4Na \rightarrow 2C^2H^5ONa+R-C(ONa)=CONa)-R,$$

et l'on obtient l'acyloïne par hydrolyse ([2]); pour expliquer ce mécanisme, certains auteurs ([3]) ont suggéré parfois, ainsi dans le cas du triméthylacétate, l'existence de radicaux $R-C(ONa)=$, d'autres ([4]) de radicaux



$$R-C(OC^2H^5)(ONa)-.$$

La réduction de cétones par le sodium et l'eau faisant apparaître des radicaux, il était intéressant de voir ce que donnerait le mélange cétone-ester. Les radicaux obtenus à partir de chaque corps se faisant avec des vitesses différentes, et l'ester étant en général assez rapidement saponifié par la réaction alcaline du milieu, le rendement en produit mixte est peu élevé.

Néanmoins j'ai obtenu à partir du mélange de l'ester $R-COOC^2H^5$ et de la cétone $R_1COR_2$, la glycérine pentasubstituée



$$R_1R_2C(OH)-RC(OH)-C(OH)R_1R_2.$$

Ainsi un mélange d'acétate et d'acétone donne de la pentaméthylglycérine $C^8H^{18}O^3$, distillant vers 130° sous 15$^{mm}$ par ébullition rapide et se solidifiant de suite; F 116°—117° (C % 58,7, H % 11,4 pour 59,2 et 11,1 calculé); Favorski et Oumnova ([5]) indiquent F 118-119°.

Un mélange d'acétate et de méthyléthylcétone donne un mélange des triméthyldiéthyl 1.3-glycérines stéréoisomères $C^{10}H^{22}O^3$ distillant vers 140° sous 15$^{mm}$ par ébullition rapide; par solidification partielle, j'ai pu isoler un composé bien défini F 105,5-106° (C % 62,3; H % 11,6 pour 63,1 et 11,5 calculé).

Le benzoate d'éthyle, réduit en mélange soit avec l'acétone, soit avec la

---

([1]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 764.
([2]) Bouvault et Locquin, *Bull. Soc. Chim.*, 3e série, **35**, 1906, p. 629.
([3]) Scheibler et Emden, *Liebig's Annalen*, **434**, 1923, p. 265.
([4]) Smell et Mc Elvain, *J. Amer. Chem. Soc.*, **53**, 1931, p. 758.
([5]) *Journ. Soc. physico-chim. russe*, **44**, 1912, p. 1381.

méthyléthylcétone, m'a donné la tétraméthylphénylglycérine symétrique et la diméthyl, diéthyl, phénylglycérine symétrique respectivement. Néanmoins ici je n'ai pu obtenir jusqu'à présent que des liquides, et les points d'ébullition élevés ne m'ont permis de les avoir que sous forme de liquides jaune clair, non exempts de produits de décomposition :

Tétraméthylphénylglycérine symétrique $C^{13}H^{20}O^{3}$. — $É_{14}$ 168-169°; $n_D^{12,5}$ 1,5202; $D_4^{12,5}$ 1,079; d'où R. M. 63,16 pour R. M. théorique 63,21; C % 69,3; H % 8,4 pour 69,6 et 8,9 calculé. Diméthyl, diéthyl, phénylglycérine symétrique $C^{15}H^{24}O^{3}$, $D_4^{13}$ 1,062, $n_D^{13}$ 1,513, $E_{13}$ 175-177°; le produit encore moins pur, étant donné son point d'ébullition élevé, est formé par un mélange de stéréo-isomères, et donne R. M. 71,3 pour 72,4 calculé; C % 70 %; H % 9 % pour 71,4 et 9,5 calculé.

Les rendements obtenus ne sont pas élevés : de l'ordre de 5 % dans le cas des esters acycliques et 10 % pour les cycliques, ceux-ci étant beaucoup plus difficilement saponifiables; la cétone se retrouve entièrement soit sous forme d'alcool, soit sous celle de pinacol; il n'y a donc perte que d'ester, qui est saponifié ou réduit, on ne trouve que très peu de produits distillant plus haut dans le cas des esters benzoïques.

Malgré ces rendements faibles, les matières premières étant courantes, et aucune autre méthode de préparation n'étant connue, il y a là une méthode d'obtention générale des glycérines pentasubstituées; les détails opératoires paraîtront dans un autre Recueil.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention des thréo- et érythro-diphényl-*1.2 *chloro-*2 *éthanol par estérification chlorhydrique indirecte de l'hydrobenzoïne et de l'isohydrobenzoïne.* Note de M. **Daniel Reulos** et M^lle^ **Suzanne Le Tellier**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

L'estérification chlorhydrique directe de l'hydrobenzoïne (méso) et de ses isomères (*dl*, *d* ou *l*), soit par ClH, soit par ses générateurs $SOCl^2$ ou $PCl^5$, bien que tentée par divers auteurs (1), (2), n'a pas donné jusqu'ici les chlorhydrines attendues. Cette estérification semble toujours avoir conduit d'emblée aux dihalogénures de stilbène correspondants. Nous sommes parvenus à réaliser cette estérification par une voie indirecte consistant à passer par l'intermédiaire des esters sulfureux cycliques qu'on obtient bien cristallisés, l'un (F 171°), à partir de l'hydrobenzoïne (2), l'autre (F 84°), à partir de la *dl*-isohydrobenzoïne; puis à transformer ces sulfites en chlorhydrines par ClH. Pour

(1) Fittig et Ammann, *Lieb. Ann.*, **168**, 1873, p. 73 ($PCl^5$ sur hydrobenzoïne); Zincke, *Ber d. chem. Ges.*, **10**, 1877, p. 1002 ($PCl^5$ sur hydrobenzoïne et sur *dl*-isohydrobenzoïne); Weissberger et Bach, *ibid.*, **64**, 1931, p. 1905 ($PCl^5$ sur *l*-isohydrobenzoïne).

(2) Kitasato et Sone, *ibid.*, **64**, 1931, p. 1144 ($SOCl^2$ sur hydrobenzoïne).

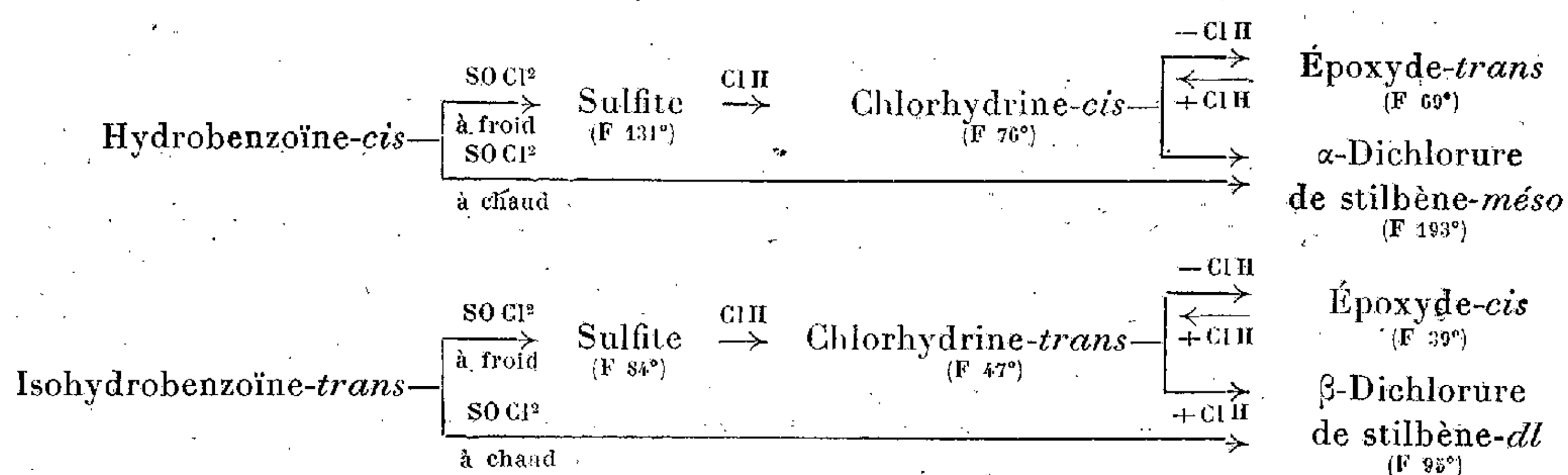
préparer les sulfites, on fait agir à froid le chlorure de thionyle en présence de pyridine sur les hydrobenzoïnes dissoutes dans le dioxane. La transformation de ces sulfites en chlorhydrines s'effectue en chauffant au bain-marie leur solution dans le dioxane qu'on additionne de la quantité théorique de gaz chlorhydrique et qu'on maintient à chaud jusqu'à libération totale du gaz sulfureux. Les chlorhydrines ainsi obtenues sont recristallisées dans le cyclohexane; elles fondent respectivement à 77° (exhydrobenzoïne-*cis*) et à 47° (ex*dl*-isohydrobenzoïne-*trans*).

Ces chlorhydrines appartiennent au type initial, savoir *cis* pour celle provenant de la *cis*-hydrobenzoïne et *trans* pour celle issue de la *dl*-isohydrobenzoïne. Il n'y a donc pas inversion de Walden, comme on l'observe généralement lorsqu'il y a remplacement d'un hydroxyle par un halogène, à moins qu'il n'y ait double inversion, une première dans la formation du sulfite et l'autre dans le passage du sulfite à la chlorhydrine.

La structure de ces deux chlorhydrines a pu être démontrée par leur transformation en époxydes en tenant compte toutefois de ce que cette réaction est toujours accompagnée d'une inversion de Walden.

C'est ainsi que la chlorhydrine érythro (*cis*), que nous avons obtenue à partir de l'hydrobenzoïne (*cis*) et que nous avons identifiée par son point de fusion (F 77°) et par son *p*-nitrobenzoate (F 103-104°) avec celle obtenue (3) par fixation de ClH sur l'oxyde de stilbène (*trans*), est transformée par la potasse en le même époxyde (*trans*) fusible à 69°.

De même la chlorhydrine thréo (*trans*), obtenue à partir de l'isohydrobenzoïne (*trans*) et qui fond à 47°, donne avec KOH un époxyde *cis*, le *dl*-oxyde d'isostilbène (F 42°) qui régénère la chlorhydrine thréo par action de ClH. Quant à l'action du pentachlorure de phosphore sur ces chlorhydrines, elle conduit aux deux dichlorures de stilbène correspondants, la chlorhydrine érythro (*cis*) au dichlorure méso (*cis*) fusible à 193° et la chlorhydrine thréo (*trans*) au *dl*-dichlorure fusible à 95°. Ainsi, dans l'estérification chlorhydrique de ces deux chlorhydrines par $Cl^5P$, il n'y aurait pas inversion de Walden. Toutes ces transformations peuvent être schématisées comme il suit :




(3) D. Reulos, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 774.

Nous nous proposons, pour compléter cette étude, de préparer les deux bromhydrines correspondantes et d'examiner leur comportement non seulement avec $PBr^3$ mais aussi avec $PCl^5$.

GÉOLOGIE. — *Sur les plis de couverture.*
Note de M. **Paul Fallot**, présentée par M. Charles Jacob.

Émile Argand, en définissant les divers genres de plissements, a opposé les édifices montagneux issus de géosynclinaux et les chaînes de fond aux systèmes constitués par des *plis de couverture* dont le Jura fournirait le type classique. Si le terme qu'il a créé a connu le succès, on doit reconnaître que nulle part ne fut prouvée, en rigueur, l'indépendance des plis d'une couverture sédimentaire par rapport au *vieux bâti* qui lui sert de support. Il faudrait pour cela que l'érosion eût entamé les anticlinaux assez profondément pour révéler les rapports de cette couverture et du bâti profond. Or ce n'est le cas ni dans le Jura, ni dans les autres édifices rapportés à ce type, et toutes les coupes publiées n'ont à cet égard qu'un caractère hypothétique.

Dans la zone subalpine, le Houiller du petit *dôme* de Barles supporte, sur un Werfénien et un Muschelkalk à peine discordants, une série de Keuper et de Lias fortement écaillée (¹). Cette disharmonie de plissement s'accompagne de l'indice d'un décollement général, puisque, vers l'Ouest, le Trias supérieur souligne le petit chevauchement bien connu entre l'Occident de Barles et Astoin (Feuille de Digne au 1/80000). Mais l'apparition du Paléozoïque au cœur du pli (²) montre que le bâti profond a participé au bombement de la série qu'il supporte.

Dans les Pyrénées, M. Castéras a montré que le Primaire s'est partout plissé avec son revêtement de terrains secondaires et qu'aucune des déformations analysées par lui ne répond à la définition des plis de couverture (³).

Dans les Chaînes ibériques, enfin, certains plis pourraient à première vue évoquer la tectonique de couverture. Néanmoins ici, l'existence du Paléozoïque au cœur des grands anticlinaux de la Sierra de Ateca et de la zone Tablada-Herrera-Montalban, montre que les terrains du bâti ont participé pour le moins à certains des plissements de cette région. On peut évidemment supposer que les plissements de la couverture secondaire se sont superposés à des accidents de fond qui sont, eux, responsables des grands anticlinaux de la série primaire : en tout cas les Chaînes ibériques ne sauraient non plus constituer un exemple démonstratif.

La notion de l'indépendance des plis de couverture par rapport à un bâti ancien est donc demeurée jusqu'ici à l'état de présomption.

Le bord septentrional du vaste dôme de Barrot (Alpes-Maritimes) semble fournir, à une échelle suffisante, la preuve que jusqu'ici les chaînes dites de couverture nous avaient refusée.

(¹) M. Gignoux, *Livre jubilaire Soc. Géol. France*, 1930, p. 354.
(²) E. Haug, *Bull. Service carte géol. de France*, **3**, n° **21**, 1891, pl. II, *fig.* 1.
(³) *Bull. Service carte géol. de France*, **37**, n° **189**, 1933, pp. 512-513.

Dès 1942 j'ai souligné l'indépendance des plis de la série médio et supra-triasique par rapport au Permien de ce large massif ([4]). Des observations précises, consignées ici même par M. Bordet ([5]), permettent de démontrer la validité de la conception d'Argand.

Sur le grand dôme dessiné par le Permien et le Werfénien qui en est solidaire, la série de couverture comporte, à sa base, des alternances de dolomies, calcaires et cargneules du Muschelkalk et du Keuper, puis une succession de dépôts, continue du Lias au Crétacé. Des recherches de M. Bordet, il résulte que dans une zone allongée du Var, à l'est du Cians, et sur une largeur de plus de 6$^{km}$, on peut *voir* le Trias moyen et supérieur, mécaniquement indépendant de son substratum, et affecté de plis serrés, déversés au Sud-Ouest, les uns inclinés à 30°, les autres couchés jusqu'à l'horizontale. Le Lias, qui est demeuré presque inerte sur ces replis aux alentours du Sapet, les a par contre épousés dans la région de Courbaissa et du col de Raton.

Plus au Nord, j'ai pu observer que, dans les vallées du Tuébi et de l'Aygue Blanche, le Trias est encore affecté de dislocations accusées. La série jurassique, si elle ne les suit pas toutes, n'en comporte pas moins quelques plis bien marqués. Le principal est l'anticlinal de la Tête de la Ciarnaja, prolongé vers l'Est par le Nord de La Lampierre, jusqu'à la Tête de Ciamia. Un autre anticlinal, plus élargi et plus court, coupé par le Vallon de Cullasse, le double plus au Nord.

Vers l'Ouest, certains des plis déversés du Trias étudiés par M. Bordet se redressent, se serrent, dans le Mont Ricciarmet, pour disparaître, plus à l'Ouest encore, sous la série secondaire du Mont Saint-Honorat. Celle-ci n'a suivi qu'insensiblement les dislocations du Trias et conserve l'aspect d'un ensemble fort peu disloqué.

Ainsi, sur un front de près de 13$^{km}$ et une largeur de 5 à 10$^{km}$, la région montre, entre un Permo-Werfénien doucement bombé et le complexe jurassique déformé en grandes masses, un Trias moyen et supérieur très fortement plissé : cas grandiose de disharmonie de plissement qui enfle à près de 1000$^{m}$ de puissance tectonique une série triasique qui atteint à peine 150 à 200$^{m}$ de puissance sédimentaire.

De telles dislocations n'ont pu se développer qu'au prix du décollement complet de la série triasique et de son libre glissement sur le Permo-Werfénien, solidaire du bâti profond inerte.

Ce n'est pas là un style proprement jurassien, puisque les couches superficielles de la série n'ont que localement suivi les dislocations du Trias. Mais par leur allure et leur échelle, par l'étendue de la zone où s'observent leurs contacts, les accidents de la bordure du dôme de Barrot suffisent à démontrer que la série de couverture s'est plissée d'une façon complètement indépendante de son substratum.

Du point de vue de la tectonique générale, la notion, jusqu'ici toute théorique, de plis de couverture, se trouve donc vérifiée dans un cas concret.

---

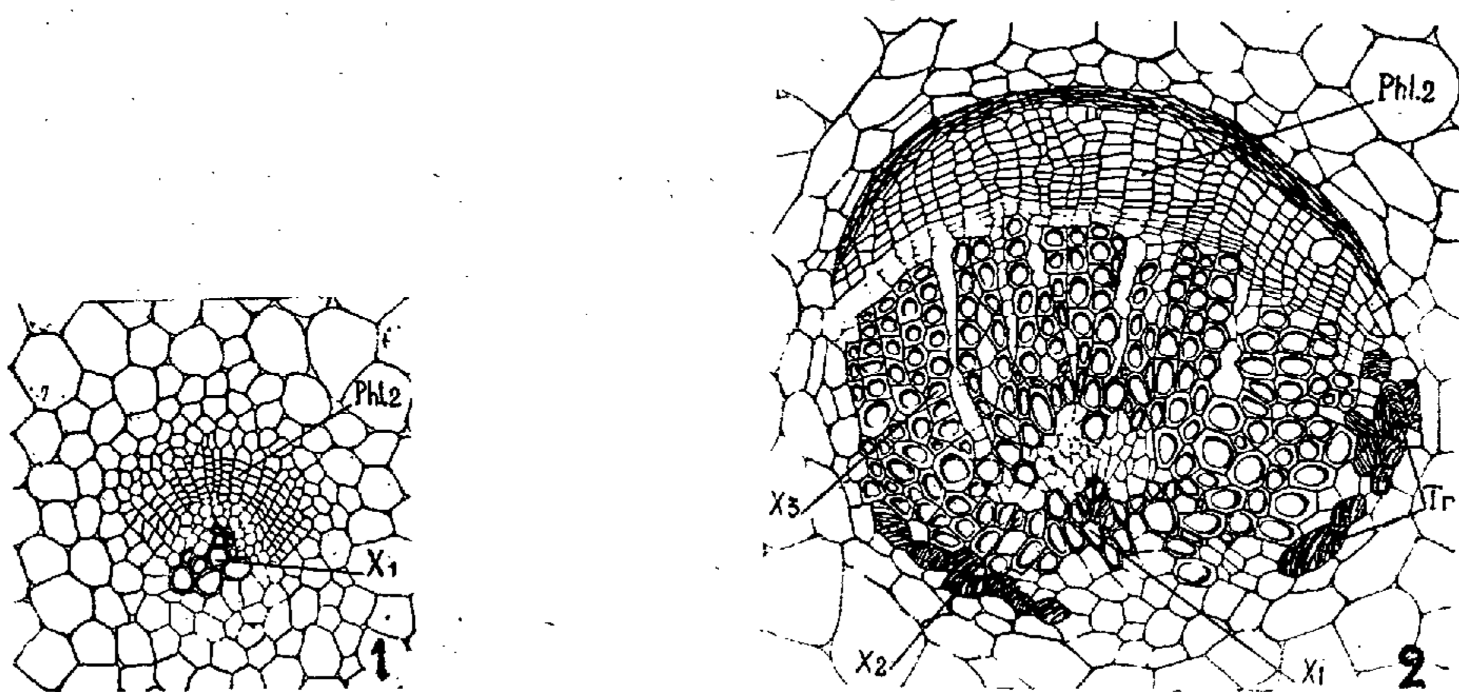
([4]) P. Fallot, *Comptes rendus des Collaborateurs pour la Campagne de* 1942 (*Ibid.*, 1942, sous presse).

([5]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 485.

ANATOMIE VÉGÉTALE COMPARÉE. — *Ontogénie du faisceau diploxylé de la feuille du* Cycas circinalis *et ses conséquences pour la phylogénie des Cycadées.* Note (¹) de M. **Édouard Boureau**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Se basant sur les travaux de Mettenius ou sur les observations plus récentes de chercheurs qui n'ont étudié que les organes foliaires adultes, on enseigne trop souvent que les vaisseaux de la feuille des Cycadées sont groupés en faisceaux toujours diploxylés possédant une partie de xylème centripète et une partie de xylème centrifuge superposée à un faisceau de liber secondaire.

Or l'ontogénie vasculaire de la feuille du *Cycas circinalis* est parfaitement




*Cycas circinalis.* — Coupe transversale d'un faisceau de la base du pétiole d'une feuille jeune (*fig.* 1) et d'une feuille âgée (*fig.* 2). X1, xylème centripète; X2, xylème intermédiaire; X3, xylème superposé; Phl 2, phloème secondaire; Tr, tissu de transfusion.

conforme à ce que l'on sait de l'évolution des faisceaux mésarches (²). Dans une très jeune feuille, le xylème centripète est seul représenté de la base du rachis à l'extrémité des pinnules encore circinées. Aucun élément de xylème centrifuge n'existe à ce stade. Ce n'est que dans une feuille plus âgée que l'on trouve les formations superposées au liber.

On ne peut donc plus considérer la portion centripète du faisceau diploxylé comme une partie à apparition tardive, puisqu'elle apparaît en premier lieu au cours de l'ontogénie vasculaire, ni comme une formation surajoutée à l'appareil conducteur typique, puisque celui-ci serait inexistant dans une jeune feuille. On ne peut pas non plus séparer les espèces fossiles en se basant sur le fait que le faisceau foliaire n'a que du xylème centripète ou qu'il est complètement mésarche.

En attribuant, conformément aux données de l'ontogénie, au xylème centripète foliaire la même signification qu'à celui de la racine, on pourrait croire

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

(²) Édouard Boureau, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 11ᵉ série, 1, 1939, p. 72, *fig.* 43.

que la loi de l'accélération basifuge se trouve en défaut ([3]), puisque ce xylème centripète n'existe pas dans la tige.

On sait en effet que dans d'autres plantes vasculaires (Gymnospermes supérieures Conifères, Gnétales; Angiospermes), le faisceau conducteur foliaire contient toujours des éléments plus évolués que ceux de la tige et, partant, que ceux de la racine. Or ici l'appareil conducteur de la feuille jeune est dépourvu des formations secondaires qui caractérisent exclusivement la tige.

*C'est que, dans les Gymnospermes inférieures, comme dans les Fougères à l'émission de nouvelles frondes, l'appareil conducteur recommence son ontogénie chaque fois qu'apparaît une feuille nouvelle.*

Les vaisseaux de la tige constituent, dans *Cycas circinalis*, des éléments de raccord entre les systèmes vasculaires des feuilles et ceux des phyllorhizes primordiales où les formations ligneuses centripètes cotylédonaires sont en continuité directe avec les pôles alternes de la racine ([4]). Dans le *Cycas circinalis*, l'accélération évolutive locale considérable qui caractérise la tige se manifeste également à la base du pétiole des feuilles âgées, pouvant faire croire à une accélération basipète dans cette région, lorsque l'on s'élève vers l'extrémité. Mais, dans les feuilles jeunes, le xylème centripète est seul représenté, comme dans certains *Myeloxylon* et dans *Benettites Scottii* ([5]), et les autres phases lui succèdent dans l'ordre habituel.

Le faisceau foliaire mésarche de *Cycas circinalis* diffère donc du faisceau annulaire de l'extrémité cotylédonaire de *Libocedrus decurrens* ([6]) et de *Araucaria imbricata* ([7]), où la portion centripète est visiblement constituée par du tissu de transfusion n'obéissant pas à la loi de l'évolution vasculaire et qui est sans continuité, dans une même phyllorhize, avec le xylème centripète de racine. Ici, on peut considérer ce tissu de transfusion comme une *résurgence* du xylème centripète disparu au cours de l'évolution; sa réapparition semble subordonnée à des influences d'ordre physiologique. Le faisceau mésarche foliaire de *C. circinalis* se rapproche, par contre, du faisceau annulaire pseudo-excentrique de l'hypocotyle de ces mêmes espèces. La comparaison classique des faisceaux foliaires de *Lyginopteris oldhamia* et de *Stangeria paradoxa* semble aussi justifiée qu'avec les faisceaux pseudo-excentriques de l'hypocotyle de *Libocedrus decurrens*, de *Araucaria imbricata* ou de *Cycas circinalis*, car leur ontogénie s'effectue de la même façon.

On voit que les Gymnospermes primitives, Ptéridospermées, Benettitales,

---

([3]) ALBINA MESSERI, *N. Giorn. Bot. Ital.*, n. s., **37**, 1930 et **39**, 1932.
([4]) HENRI MATTE, *Mém. Soc. Lin. Normandie*, **22**, 2e série, **6**, pp. 1-233.
([5]) Miss STOPÈS, *Journ. of Linn. Soc. Bot.*, **44**, 1920, p. 483.
([6]) ÉDOUARD BOUREAU, *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 186-188.
([7]) ÉDOUARD BOUREAU, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 546.

Cycadales, possèdent dans leur structure des caractères filicéens bien marqués, qui viennent s'ajouter à ceux qu'un simple examen morphologique peut mettre en évidence, comme le découpage du limbe foliaire, dans ces groupes inférieurs.

GÉNÉTIQUE. — *Transformation d'un hybride stérile* Nicotiana suaveolens *Lehm.* ($n = 16$) $\times$ N. glutinosa *L.* ($n = 12$), *en hybride fertile par l'action de la colchicine*. Note de M^lle **Aline Dusseau**, MM. **Henri Hitier** et **Alexandre Fardy**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Les espèces *Nicotiana suaveolens* Lehm. et *N. glutinosa* sont, l'une d'origine australienne, l'autre d'origine américaine, génotypiquement et phénotypiquement très dissemblables.

*N. suaveolens* à $n = 16$ chromosomes est une plante herbacée, à feuilles presque sessiles, étroites, allongées, pointues, ondulées, d'un vert foncé et luisant, rassemblées à la base; ses tiges sont presques nues, presque glabres, l'inflorescence lâche, ramifiée. Les fleurs, de 5 à $6^{cm}$ de longueur, à corolle tubulaire d'un vert jaunâtre, légèrement pigmentées de pourpre, ont le limbe intérieurement blanc, à lobes arrondis. Les capsules ovoïdes, allongées, presque aussi longues que le calice, renferment 300 à 400 graines.

*N. glutinosa* à $n = 12$ chromosomes est aussi une plante herbacée mais très glutineuse, à tige très velue, se divisant en grappes multiflores; les feuilles sont nettement pétiolées, cordiformes. La fleur courte ($3^{cm}$), zygomorphe, à corolle d'un rouge jaunâtre à tube élargi et incurvé vers le haut, offre un limbe à lobes ovales lancéolés, à pli médian. Les capsules ovoïdes, obtuses, enfermées dans le calice, contiennent approximativement 1000 à 1200 graines.

L'hybride *suaveolens* $\times$ *glutinosa* $F_1$ ($2n = 16 + 12 = 28$) est phénotypiquement intermédiaire, à feuilles cordiformes et pétiolées comme celles du parent *glutinosa*, mais ondulées et de couleur vert foncé luisant comme celles de *suaveolens*. C'est une plante décorative, abondamment ramifiée et très florifère, à floraison très prolongée. Les fleurs, de taille intermédiaire, ont une forme voisine de celle de *suaveolens*, mais à tube plus élargi et légèrement incurvé vers le haut, de couleur jaune pourpre; le limbe a des lobes arrondis de couleur rouge violacé clair. L'hybride est totalement stérile. Cette stérilité est due aux dissemblances des deux génômes parentaux dont les chromosomes ne peuvent s'accoupler; au stade de la métaphase hétérotypique, les 16 chromosomes de *suaveolens* et les 12 chromosomes de *glutinosa* sont dispersés le long du fuseau; à l'anaphase la plupart se dirigent au hasard vers les pôles, d'autres demeurent *stationnaires*; il s'ensuit la formation de métaphases homéotypiques à nombres variables par exemple 14 et 12, + 2 retardataires dans le cytoplasme, $16 + 11 + 1$, $18 + 9 + 1$, etc.; dans le cas où les chromosomes retardataires font défaut, les combinaisons les plus fréquentes sont $14 + 14$, $13 + 15$, $16 + 12$. Les anaphases homéotypiques se caractérisent aussi par la présence de

retardataires. Toutes ces irrégularités aboutissent à la formation de tétraspores dont la garniture chromosomique, associant des chromosomes des deux parents, est numériquement et aussi qualitativement déséquilibrée; ces tétraspores dégénèrent et donnent des grains de pollen réduits à leurs téguments.

Le traitement des jeunes plantules de cet hybride, au stade de deux cotylédons, par une solution de colchicine additionnée de 2 % de méthylcellulose, nous a donné six pieds amphidiploïdes fertiles. Ces pieds fertiles présentent une floraison plus tardive et fleurissent moins abondamment que les pieds normaux. Les feuilles sont plus rugueuses; les fleurs plus grandes ont une pigmentation rouge violacé plus intense. Le calice est plus épais, les étamines sont plus longues, à anthères développées remplies de bon pollen. Les capsules ovoïdes, de taille et de forme intermédiaires entre celles des parents, contiennent approximativement 100 à 150 bonnes graines.

Le comportement méiotique des amphidiploïdes est très régulier : au stade de la métaphase hétérotypique, les chromosomes se groupent dans le plan équatorial et forment $28_{II}$, soit $16_{II}$ d'origine *suaveolens* et $12_{II}$ d'origine *glutinosa* : l'autosyndèse est donc rigoureuse; il s'ensuit à l'anaphase hétérotypique une répartition équitable de chromosomes vers les pôles, la constitution des $M_{II}$ du type $28 + 28$ et la formation de tétraspores à caryotype équilibré. Le pourcentage de bon pollen est très élevé (99 %).

Le comportement méiotique de cet hybride amphidiploïde obtenu expérimentalement est donc comparable à celui d'une espèce pure; il reste à voir quel sera celui de la descendance.

ENTOMOLOGIE APPLIQUÉE. — *L'influence du climat et de la variété de Pommes de terre sur l'évolution du Doryphore.* Note de M. **René Herpin**, présentée par M. Maurice Caullery.

Des recherches entreprises en 1942 et 1943 sur la biologie du Doryphore (*Leptinotarsa decemlineata* Say) nous ont montré que l'évolution annuelle de ce Coléoptère dépend non seulement du climat, mais aussi de la variété de la Pomme de terre attaquée.

Les observations ont été faites d'une part à Tourlaville, dans la banlieue Est de Cherbourg, d'autre part sur la côte Ouest du département de la Manche, dans les communes de Hauteville, Annoville et Lingreville, situées entre Coutances et Granville.

Une certaine différence de climat existe entre la première région, exposée au nord, et la seconde, non seulement plus méridionale, mais recevant les vents du Sud-Ouest. Cette différence est accusée par une avance de la végétation sur la côte Ouest.

A Tourlaville on cultive surtout des variétés précoces, mûres à la mi-juin, aussi des demi-précoces récoltées vers la mi-juillet et, certaines années, des demi-tardives, dont

l'arrachage s'effectue en fin août ou début de septembre. Les insectes parfaits ayant hiverné sortent de terre vers le 15 mai et pondent au début de juin; les larves apparaissent une quinzaine plus tard et les adultes de nouvelle génération seulement au début d'août. Ils persistent, *sans pondre*, jusqu'au début de septembre, date de l'arrachage des dernières Pommes de terre, époque où ils commencent leur hibernation. Il n'y a donc qu'*une seule génération par an*. Il y a lieu aussi de remarquer que les pontes sont exceptionnelles sur les variétés précoces; seules les demi-précoces et les demi-tardives sont attaquées.

Sur la côte Ouest, il faut distinguer deux cas : celui de Lingreville, où se cultivent des demi-tardives se récoltant vers la mi-août et celui d'Hauteville et Annoville, où l'on ne trouve que des tardives, mûres seulement dans la première quinzaine d'octobre.

A Lingreville l'hibernation prend fin au début de mai; les larves apparaissent au début de juin et les adultes vers la mi-juillet. Ce fait est en rapport évident avec la différence de climat, car la précocité un peu moins grande des variétés cultivées à Lingreville ne pourrait être qu'une cause de retard. Cette avance du développement, jointe au fait qu'en juillet les variétés cultivées en cette localité sont encore en pleine végétation, explique l'existence d'une ponte des insectes parfaits de nouvelle génération, se produisant au début d'août. Mais l'éclosion survenant au moment de l'arrachage, les larves se trouvent pour la plupart arrêtées dans leur développement.

A Hauteville et Annoville les choses se passent tout autrement et le fait est d'autant plus remarquable que les champs de ces deux communes présentent avec ceux de Lingreville la plus grande analogie dans la constitution du sol (sablonneux) et dans l'exposition, terrain découvert, à faible pente orientée vers l'Ouest. Dans ces communes, la plantation des tubercules se faisant en mai et la levée au début de juin, l'invasion des nouveaux champs est, par le fait même, retardée : le 11 juin dernier, alors que les champs de Lingreville montrent déjà de petites et moyennes larves, ceux d'Hauteville n'avaient que des insectes parfaits en accouplement et des pontes. Le 23 juillet, le retard était rattrapé et les champs des trois communes présentaient des adultes de nouvelle génération en accouplement. Le 7 août, il y avait des pontes; le 2 septembre, beaucoup de larves et peu d'adultes, et le 4 octobre, beaucoup d'adultes et encore quelques grosses larves. La seconde génération s'était donc complètement développée.

De nos recherches il résulte donc :

1° qu'il n'y a de ponte que sur les Pommes de terre dont la végétation n'est pas trop avancée;

2° que, sur la côte Nord du Cotentin, il n'y a qu'une seule génération par an, parce que le peu de chaleur du climat retarde la sortie des hibernants et l'évolution de la nouvelle génération, qui n'arrive à la maturité sexuelle qu'à une époque où la végétation des variétés cultivées est déjà très avancée;

3° que sur la côte Ouest la plus grande chaleur amène une évolution plus rapide de l'insecte, rendant possible la ponte des adultes de nouvelle génération; toutefois la génération d'été ne peut arriver à son complet développement que sur les variétés tardives, dont la maturité ne survient qu'en octobre.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la diffusion du lithium chez les végétaux.* Note (1) de M. **Didier Bertrand**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

C'est Grandeau (2) qui signale le premier la présence du lithium dans un matériel d'origine biologique. Cet auteur le trouve spectroscopiquement dans deux cas sur 8 végétaux examinés. Puis Truchot (3) le trouve dans le Colza et le tabac en 1874 et Tchermak (4) dans quelques végétaux en 1899. Mais il faut attendre un peu plus près de nous, en 1914, pour que Trætta-Mosca (5) confirme sa présence dans les cendres de tabac. Trois ans après, Robinson, Steinkœnig et Miller (6) le recherchent par une méthode semi-quantitative et le trouvent dans toutes les plantes qu'ils examinent, soit 28; leurs chiffres varient de 0,1 à 0,3, exceptionnellement $3^{mg},6$ par kilogramme de végétal sec. Headden (7) le signale à nouveau dans la Luzerne et le Tabac, puis Keilholz (8), toujours par spectrographie, dans six espèces de graines. Lualkati et Oliveros-Belardo (9) l'indiquent comme présent dans une plante des Philippines, et enfin Kent (10) le dose dans du blé, du céleri, de la tomate, par la technique spectrale de flamme de Ramage.

Voulant étendre ces résultats et surtout préciser les notions quantitatives, j'ai utilisé une méthode mixte, chimique et spectrographique de dosage du lithium spécialement mise au point pour le dosage de cet élément dans un matériel d'origine biologique (11). Cette méthode, qui est basée sur une précipitation des alcalinoterreux sous forme de phosphates, de l'excès de phosphates et de sulfates par le chlorure de plomb, du plomb par l'hydrogène sulfuré, l'élimination de l'ammonium par la chaleur. Enfin l'examen du mélange alcalin restant par un procédé dérivé de la technique spectrographique de Gabriel Bertrand, Didier Bertrand et C. Courty, permet de trouver et de doser le lithium jusqu'à la quantité minimum de 0,01 millième de milligramme, avec une erreur de seulement quelques centièmes pour des quantités de métal supérieures à 0,2 millième de milligramme. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-après et sont rapportés à la matière sèche à 105°. Toutes les Phanérogames ont été recueillies à la floraison.

---

(1) Séance du 13 décembre 1943.
(2) *Ann. Chim. Phys.*, 67, 1863, p. 155.
(3) *Comptes rendus*, 78, 1874, p. 1024.
(4) *Ann. Agr.*, 27, 1901, p. 150.
(5) *Gaz. Chim. Ital.*, 43, 1914, p. 437.
(6) *U. S. Dept. Agr. Bull.*, 600, 1917.
(7) *Col. Agr. Expt. St.*, 267, 1921.
(8) *Pharm. Weekblad*, 58, 1921, p. 1482.
(9) *Rev. Filipina med. farm.*, 29, 1935, p. 259.
(10) *J. Soc. Chem. Ind.*, 59, 1940, p. 148.
(11) La méthode sera exposée en détail dans un autre Mémoire.

| | % sec. | Lithium en mg/K sec. | | % sec. | Lithium en mg/K sec. |
|---|---|---|---|---|---|
| CRYPTOGAMES. | | | Poireau (part. verte).... | 12,45 | 0,64 |
| *Aspergillus niger*....... | 16,5 | 0,09 | Betterave four. (rac.).... | 9,9 | 0,71 |
| *Boletus chrysenteron*.... | 10,5 | 0,13 | *Monotropa hypopites*.... | 16,5 | 0,74 |
| Levure de boulangerie.... | – | 0,31 | Figuier (feuilles)........ | 23,5 | 0,76 |
| Fougère à l'aigle........ | 31 | 0,39 | Lis (ovaires)............ | 12,6 | 0,78 |
| *Collybia fusipes*........ | 10,58 | 0,44 | Haricot (part. aér.)..... | 18,2 | 0,80 |
| *Russula queleti*........ | 11,24 | 0,90 | Lis (anthères)........... | – | 0,97 |
| *Amanita citrina*........ | 3,93 | 1,45 | Maïs (aér.)............. | 12,1 | 1,15 |
| *Fucus vesiculosus*....... | – | 1,47 | Soja Tokio noir (rac.)... | 17,4 | 1,55 |
| *Boletus leucophæus*..... | 9,35 | 1,70 | Oseille (feuilles)........ | 9,64 | 1,83 |
| *Tricholoma cnista*...... | 8,1 | 1,76 | Marronnier (feuilles).... | 24,2 | 1,87 |
| *Ulva latissima*.......... | 21,8 | 2,35 | Lupin blanc (rac.)....... | 30,3 | 1,93 |
| *Salicornia radicans*..... | 12,18 | 4,48 | Chelidoine (aér.)........ | 17,9 | 2,12 |
| PHANÉROGAMES. | | | Lis (feuilles)........... | 12 | 2,16 |
| Lis (pollen).......... | – | 0,09 | Lis (pétales)............ | 10,25 | 2,52 |
| Café (graines)........... | – | 0,13 | Radis rose (rac.)........ | 6,75 | 2,53 |
| Haricot (graines)........ | – | 0,14 | *Sinapsis arvensis* (aér.).. | 12,6 | 2,55 |
| Orobanche............ | 8,9 | 0,20 | Colza (aér.)............ | 8,9 | 2,77 |
| Soja Tokio noir (aér.)... | 18,8 | 0,20 | Persil (entier).......... | 11 | 2,88 |
| Oignon (pousse)......... | 13,8 | 0,30 | Pomme de terre (aér.)... | 9,22 | 3,33 |
| Carotte sauvage (aér.)... | 23,1 | 0,32 | Pissenlit (feuilles)....... | 13,8 | 3,65 |
| Pin (aiguilles).......... | 32,5 | 0,37 | Souci (aér.)............ | 15,3 | 3,9 |
| Fenouil (aér.).......... | 19,3 | 0,46 | Ricin commun (feuilles).. | 13,45 | 4,06 |
| Carotte sauvage (rac.)... | 3,7 | 0,48 | Mauve (aér.)........... | 11,8 | 5,54 |
| Pomme de terre (tuber.). | 29,5 | 0,52 | Radis rose (aér.)........ | 8,55 | 5,8 |
| Sarrazin (aér.).......... | 20,0 | 0,62 | Tabac du paysan (aér.).. | 9,02 | 7,14 |
| Pivoine (aér.).......... | 16,5 | 0,62 | Laitues (part. vertes).... | 6,2 | 7,9 |
| Lis (tige).............. | 18,75 | 0,62 | Tabac à fumer.......... | – | 9,1 |

*Conclusions.* — Le lithium a été trouvé sans exception dans les 54 échantillons analysés portant sur 43 espèces végétales. Les chiffres varient de 0,09 à $4^{mg},48$ par kilogramme sec pour les Cryptogames et de 0,095 à 9,1 pour les Phanérogames étudiées; ce dernier chiffre étant exceptionnel. La moyenne générale est de $1^{mg},29$ par kilogramme sec pour les Cryptogames et de 2,06 pour les Phanérogames, chiffres bien supérieurs à ceux de Robinson, Steinkœnig et Miller. Cette différence s'explique facilement, la technique utilisée par ces derniers auteurs étant non seulement semi-quantitative, mais encore sujette à des erreurs importantes. Il semble que la racine soit nettement plus riche que la partie aérienne, le radis cultivé faisant exception. L'étude de la répartition du lithium dans les diverses parties aériennes du Lis montre que dans cette plante le pollen est très pauvre, que la tige, les ovaires et les anthères sont d'une teneur comparable, alors que les feuilles et les pétales sont de 2 à 2,5 fois plus riches.

PATHOLOGIE ANIMALE. — *Une nouvelle maladie du Cheval, l'anaplasmose et son parasite causal,* Anaplasma equi, *n. sp.* Note de M. **Abel Brion**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Depuis 1941, surtout dans la période allant de juin à décembre, une maladie sévit sur les Chevaux de la Haute-Savoie, différente de toute entité morbide connue.

Elle est essentiellement caractérisée par des accès thermiques, durant de 3 à 7 jours, espacés les uns des autres par des périodes de 1 à 4 semaines, au cours desquelles le sujet a toutes les apparences d'une parfaite santé et peut effectuer les travaux les plus pénibles. Au cours des crises, qui débutent brusquement, sans aucun prodrome, les symptômes qui attirent l'attention sont l'état de prostration extrême, la difficulté du déplacement, le chancellement du train de derrière. Les muqueuses sont subictériques; l'urine renferme de l'albumine, de petites quantités de bilirubine, pas d'hémoglobine ni de sels biliaires. La température, qui atteint et dépasse 40° dès le premier jour, reste aussi élevée pendant 2 ou 3 jours, puis redevient normale, progressivement ou brusquement. L'évolution des accès n'est influencée par aucun des médicaments essayés jusqu'ici : sulfamidés, propidon, gonacrine, zothélone, novarsénobenzol, naganol, trypoxyl, stovarsol. Les récidives ne sont pas empêchées. Une anémie légère, mais non constante, peut être notée pendant l'accès; le temps de saignement est augmenté, celui de la coagulation à peine allongé; les hématies présentent le phénomène de l'isoagglutination; la réaction de Fulton et la formolgélification sont négatives. L'urée sanguine oscille entre $0^g,25$ et $0^g,50$ par litre. Il n'y a pas d'hématies nucléées, ni de poïkilocytose, ni de polychromatophilie. Le nombre des accès est très variable : on en compte de 1 à 10, la mort pouvant se produire dès le premier. En cas de guérison, la disparition des accès n'est annoncée par aucun signe, le dernier ne différant pas des précédents. La mortalité est difficile à évaluer, parce que les propriétaires, avertis du danger, n'attendent pas une issue fatale, mais vendent leurs animaux ou les envoient à l'abattoir. A l'autopsie, on ne remarque aucune lésion caractéristique.

Cette maladie n'est, en raison de sa symptomatologie, de son évolution, des échecs thérapeutiques, ni l'anémie infectieuse, ni la fièvre typhoïde, ni une piroplasmose.

Nous n'avons jamais pu isoler de microbe, en aérobiose ni en anaérobiose, du sang, du foie, de la rate ou de la moelle osseuse.

Par contre, au moment des accès, nous avons mis en évidence, dans certaines hématies, un, et parfois deux corpuscules coccoïdes, homogènes, colorés uniformément et intensément en bleu violacé par le May-Grünwald-Giemsa, siégeant de préférence vers le bord des globules, quoiqu'on puisse en voir au centre. Leur diamètre est de $0^{\mu},5$ à $0^{\mu},7$ pour la plupart. Les corpuscules en bipartition sont accolés l'un à l'autre et peuvent être plus petits ($0^{\mu},3$ à $0^{\mu},5$). Nous n'avons jamais vu de piroplasme ni de nuttalia.

Pour différencier ces corpuscules des corps de Jolly, nous avons prélevé du sang sur un malade, au 3e jour de son 3e accès. Le sang a été défibriné, puis centrifugé. Les globules de $50^{cm^3}$ de sang ont été mis en suspension en sérum physiologique, puis injectés dans la

veine d'un cheval âgé, en bon état de santé. Aucun phénomène n'est observé dans les jours qui suivent. Au 24$^e$ jour, le cheval présente de la prostration, ses muqueuses sont subictériques, son urine renferme de l'albumine, des traces de bilirubine, pas d'hémoglobine ni de sels biliaires. Le sujet, rapidement très abattu, et peu résistant en raison de son âge, se couche pour ne plus se relever. La température, qui s'était élevée d'un degré, se met en hypothermie et le sujet meurt le quatrième jour. Le sang, prélevé au deuxième jour, montre, en quantité importante, les mêmes corpuscules ronds déjà vus sur les animaux atteints de la maladie naturelle.

Les caractères morphologiques et tinctoriaux de ces corpuscules, leur transmissibilité par injection de globules au cheval sain, nous autorisent à conclure que nous avons affaire à un Anaplasme. La maladie qu'il détermine se rapproche par beaucoup de points de l'Anaplasmose des ruminants : période d'incubation de 15 à 30 jours, apparition saisonnière en raison de la nécessité d'un hôte transmetteur (Tique), évolution par accès, possibilité de la guérison apparente avec état de prémunisation, absence d'hémoglobinurie, inefficacité des médicaments piroplasmicides.

La maladie doit donc s'appeler *anaplasmose du Cheval*. Elle a seulement été rencontrée jusqu'à présent au Turkestan russe par Yakimoff et Koselkine qui lui consacrent cette simple phrase : « Nous avons observé l'anaplasmose sur deux chevaux, une fois associée avec *Nuttalia equi*, et l'autre fois pure » [1]. Encore n'est-il pas sûr que ces auteurs, qui n'ont décrit ni la maladie, ni le parasite, n'aient pas vu des formes anaplasmoïdes de *Nuttalia equi*, étudiées par Carpano [2] et déjà vues par Balfour [3].

L'anaplasmose du Cheval, nouvelle entité morbide, est due à un Hématozoaire endoglobulaire, dont nous donnons plus haut la diagnose et auquel nous attribuons le nom de *Anaplasma equi*, n. sp.

La séance est levée à 16$^h$30$^m$.

A. Lx.

---

(1) *Bull. Soc. Path. Exot.*, **10**, 1917, p. 311.
(2) *Ann. Parasit. hum. et comp.*, 8, 1930, pp. 231-239.
(3) *Jour. of Comp. Path.*, **24**, 1911, p. 44.

## *ERRATA.*

(Séance du 11 octobre 1943.)

Note de M. *Rodolphe Viallard*, Sur l'estimation, en phase gazeuse, des isotopes de l'hydrogène et de leurs formes allotropiques :

Page 350, ligne 20, *au lieu de* et de leur mélange, *lire* et leur mélange.

Page 351, ligne 13, *au lieu de* 75 % $p$-$H^2$, 25 % $o$-$H^2$, *lire* 75 % $o$-$H^2$, 25 % $p$-$H^2$; igne 21, supprimer la barre de fraction devant la parenthèse.

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

### OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE DÉCEMBRE 1943.

*La forêt du Gabon*, par HENRI HEITZ. Paris, Larose, 1943; 1 vol. 25cm,5 (présentée par M. A. Chevalier).

*Catalogue raisonné et descriptif des Collections d'ostéologie du Service d'anatomie comparée du Muséum national d'histoire naturelle*, par MADELEINE FRIANT. *Mammifères.* Fascicule II. *Insectivora.* — A. *Insectivora vera.* Sous-fascicule I. — *Erinaceidæ.* Paris, Masson et Cie, 1943; 1 fasc. 24cm.

L'avenir de la science. 18. *Des Orchidées à la Pomme de terre. Essai sur la symbiose*, par JOSEPH MAGROU. Paris, Galimard, 1943; 1 vol. 20cm (présenté par M. E. Leclainche).

Publications scientifiques et techniques de la Direction des industries aéronautiques. *Recherches théoriques et expérimentales sur les oscillations de l'eau dans les chambres d'équilibre*, par LÉOPOLD ESCANDE. Paris, Ed. Blondel La Rougery et Gauthier-Villars, 1943; 1 vol. 27cm.

*Hydraulique générale*, par LÉOPOLD ESCANDE. Tome III. Toulouse, Édouard Privat, 1943; 1 vol. 24cm.

Que sais-je? *Le parasitisme*, par LOUIS GALLIEN. Paris, Presses universitaires, 1943; 1 vol. 17cm,5 (présenté par M. M. Caullery).

Faune de l'Empire français. II. *Mammifères ongulés de l'Afrique noire.* Première partie. *Familles des Bovidés (Buffles, Antilopes, Gazelles)*, par PAUL RODE. Paris, Librairie Larose, 1943; 1 vol. 28cm,5 (présenté par M. L. Fage).

FIN DU TOME DEUX-CENT-DIX-SEPTIÈME.

# COMPTES RENDUS

## DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

---

# TABLES ALPHABÉTIQUES.

JUILLET. — DÉCEMBRE **1943**.

## TABLE DES MATIÈRES DU TOME 217.

### I. — PARTIE SCIENTIFIQUE.

### A

## D

## F

## G



## H

## I



## L

## M

## N

# O



# P

## Q

## R



## S

## T

## U



## V

# II. — PARTIE ACADÉMIQUE.

## A

## D



## E



## F



## H

## M



## N



## P



## S

# TABLE DES AUTEURS.

## A



## B

## C

## D

## E

# F



# G

## H

I



J



K

# M

## N



## O



## P

## Q

## R

S

## T

## U



## V

## W



## Z

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
124464 Paris. — Quai des Grands-Augustins, 55.

Dépôt légal d'éditeur. — 1947. — N° d'ordre 118.
Dépôt légal d'imprimeur. — 1947. — N° d'ordre 270.